BAU UND UNTERSUCHUNGEN VON NACHBESCHLEUNIGERRESONATOREN MIT EINZELNEN UND MEHRFACH GEKOPPELTEN SPIRALEN

INAUGURAL - DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik

der Johann Wolfgang Goethe-Universität zu Frankfurt/Main

von

WERNER ROHRBACH

Bad Vilbel

Frankfurt am Main

~~1982~~

1983

UNIV. LIBRARY

BAU UND UNTERSUCHUNGEN VON NACHBESCHLEUNIGERRESONATOREN MIT EINZELNEN UND MEHRFACH GEKOPPELTEN SPIRALEN

INAUGURAL - DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik

der Johann Wolfgang Goethe-Universität zu Frankfurt/Main

von

WERNER ROHRBACH

Bad Vilbel

Frankfurt am Main

1982

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereichs Physik der J.W. Goethe-Universität Ffm.

Dekan:	Prof. W. Jung
1. Gutachter:	Prof. Dr. H. Klein
2. Gutachter:	Prof. Dr. K. Bethge
Tag der Promotion:	13. Mai 1983

1. Einleitung

2. Charakteristische Größen von Beschleunigern

3. Einfachspiralresonatoren
3.1 Aufbau und Funktionsweise
3.2 Bestimmung der charakteristischen Beschleunigergrößen mit Hilfe einer modifizierten Leitungstheorie

4. Resonatoren mit gekoppelten Spiralen
4.1 Aufbau und Funktionsweise
4.2 Beschreibung der Kopplung und der daraus resultierenden Moden mit Hilfe von Schwingkreisketten
4.2.1 Vierpolbetrachtung
4.2.2 Veranschaulichung der Kopplung mit Hilfe einer Ortskurvenbetrachtung
4.3 Berechnung der Frequenzaufspaltung gekoppelter Spiralen

5. Messungen und Ergebnisse
5.1 Untersuchungen an Einfachspiralresonatoren
5.1.1 Meßaufbau für Störkörpermessungen
5.1.2 Der Einfluß unterschiedlicher Rohrquerschnittsformen sowie der Spiralformen auf die Effektivität
5.1.3 Aufbau für Messungen bei hohen Leistungen
5.1.4 Testresonator mit einer offenen Spirale
5.1.5 Buncherresonatoren
5.1.5.1 Buncherspirale für den Nachbeschleuniger im Institut für Kernphysik, Frankfurt (IKF)
5.1.5.2 Buncherspiralresonatoren für den Stripperbereich des UNILAC der GSI
5.1.5.3 Rebuncherspirale für den UNILAC der GSI

5.2 Untersuchungen an Resonatoren mit gekoppelten Spiralen
5.2.1 Effektivität gekoppelter Spiralresonatoren
5.2.2 Messungen zur Bestimmung der Kopplungsart
5.2.3 Aufbau eines Testresonators mit offenen Spiralen
5.2.4 Nachbeschleunigersektion mit drei gekoppelten Spiralen

6. Aufbau des Nachbeschleunigers im Institut für Kernphysik, Frankfurt

7. Erste Messungen mit Teilchenstrahl vom Van de Graaff

8. Aufbau eines Resonators mit sieben gekoppelten Spiralen

9. Zusammenfassung

1. Einleitung

Zur Erhöhung der Energie beschleunigter Teilchen in Anlagen mit statischen Beschleunigern eignen sich nachgeschaltete Hochfrequenzlinearbeschleuniger sehr gut. Sie haben den Vorteil hoher Effektivität bei kompakter Bauweise und können der gewünschten Energie entsprechend in beliebiger Anzahl hintereinander angeordnet werden. Strukturen mit wenigen Beschleunigungsspalten zeichnen sich dabei durch hohe Flexibilität aus [1].

So werden am UNILAC der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt (GSI) nach den Alvarezresonatoren sogenannte Einzelresonatoren mit nur einem Beschleunigungsspalt (Gap) eingesetzt [2]. Die 17 in TM-Mode erregten Resonatoren lassen z.B. eine Variation der Energie zwischen 1.4 und 10 MeV/N zu. Am Max Planck-Institut (MPI) in Heidelberg ist hinter dem MP-Tandem Van de Graaff ein Nachbeschleuniger aus hintereinandergeschalteten Einzelspiralresonatoren aufgebaut, wobei jede Sektion von einem eigenen Sender angesteuert wird.

Strukturen mit mehreren Beschleunigungsspalten (z.B. IH-Struktur, gekoppelte Splitringe, gekoppelte Spiralen) lassen dagegen eine bessere Ausnutzung der Hochfrequenzleistung erwarten, während ihre Flexibilität mit der Anzahl der beschleunigenden Gaps kleiner wird, es sei denn, man paßt die Geometrie und Resonanzfrequenz durch jeweiligen Umbau den zu beschleunigenden Ionensorten und deren Energie an. Ein Beispiel für die Anwendung einer solchen Mehrgapstruktur ist der Schwerionennachbeschleuniger (SCHWEIN) an der Technischen Universität München.

Hauptziel der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung eines geeigneten Spiralresonators für das Frankfurter Nachbeschleunigerprojekt. Außerdem wurden Einfachspiralresonatoren für den Einsatz als Buncher bei der GSI und im Institut für Kernphysik, Frankfurt (IKF), weiterentwickelt.

UNIV. LEIDEN NEL

Am Institut für Angewandte Physik in Frankfurt werden schon seit vielen Jahren in Zusammenarbeit mit der GSI Hochfrequenzstrukturen untersucht, die sich zur Nachbeschleunigung schwerer Ionen eignen. Es handelte sich dabei zunächst um Wendeln [3,4], die inzwischen erfolgreich bei der GSI in Darmstadt als Rebuncher eingesetzt werden. Ein supraleitender Prototyp wurde für das Kernforschungszentrum in Karlsruhe entwickelt. Diese Resonatoren sind kompakt und im Betrieb sehr zuverlässig, weisen jedoch im Vergleich zu Spiralresonatoren geringere elektrische Achsenfeldstärken auf (1-3 MV/m).

Experimente mit der Spiralstruktur, die 1968 begannen und zunächst für sehr niedrige Energien (~50 keV/N) ausgelegt waren und deshalb bei Resonanzfrequenzen zwischen 15 und 20 MHz durchgeführt wurden, mußten wegen zu großer mechanischer Schwingungsanfälligkeit der ca. 5 m langen Spiralrohre eingestellt werden.

1973 wurde die Idee eines solchen Spiralresonators als Beschleunigungsstruktur in Los Alamos [5,6] erneut aufgegriffen, allerdings für höhere Teilchenenergien und höhere Frequenzen. Auch in unserem Institut wurden Spiralen bei Resonanzfrequenzen zwischen 90 und 120 MHz untersucht. Bei diesen höheren Frequenzen verkürzt sich die Spiralrohrlänge auf ca. 70 cm, so daß eine wesentlich geringere Schwingungsanfälligkeit zu erwarten ist.

Ein solcher Einfachspiralresonator besteht aus einem zu einer Spirale aufgewickelten Rohr mit einer elektrischen Länge von $\lambda/4$, das in der Querschnittsebene eines Hohlzylinders befestigt ist. Am Ende der Spirale auf der Zylinderachse sitzt eine Driftröhre. Durch die zwischen Spiraldriftröhre und geerdeten Blendendriftröhren auftretenden Spannungen erhält man elektrische Felder, die zur Beschleunigung elektrisch geladener Teilchen ausgenutzt werden. Je nach Eintrittsphasen relativ zum Hochfrequenzfeld können die Teilchen bis zu

zweimal die Spannung zwischen Blende und Spirale durchfallen. Solche Spiralresonatoren sind für Teilchenenergien im Bereich von 0.5 bis 5 MeV/N geeignet. In den Jahren 1974 bis 1976 wurden in Frankfurt mehrere einsatzfähige Spiralresonatorprototypen entwickelt [7,8].

1975 wurde an unserem Institut mit ersten Untersuchungen an gekoppelten Spiralen begonnen, da solche Sektionen einen besseren Wirkungsgrad bezüglich der eingespeisten elektrischen Leistung erwarten lassen als Einfachspiralresonatoren. Bei diesen Sektionen sind mehrere Spiralen senkrecht zur Tankachse hintereinander angeordnet und koppeln über ihre elektrischen und magnetischen Felder miteinander. Dieses System gekoppelter Resonatoren weist mehrere Schwingungszustände und damit mehrere Eigenfrequenzen auf.

In dieser Arbeit werden zunächst die für den Vergleich verschiedener Beschleunigungsstrukturen wichtigen charakteristischen Größen wie Shuntimpedanz η, RP-Wert und Transittime-Faktor TT definiert.

Danach werden Aufbau und Wirkungsweise des Einfachspiralresonators erläutert. In diesem Zusammenhang wird insbesondere auf ein Modell zur Beschreibung des elektrischen Verhaltens und der Berechnung charakteristischer Größen des Spiralresonators eingegangen.

In Kapitel 4 werden Aufbau und Funktionsweise von Spiralresonatoren mit gekoppelten Spiralen und die durch die Kopplung hervorgerufene Aufspaltung in die einzelnen Moden mit Hilfe von induktiv und kapazitiv gekoppelten Schwingkreisen beschrieben. Die Hochfrequenzeigenschaften werden zusätzlich mit Hilfe von Ortskurvendarstellungen veranschaulicht und an einem Beispiel die Frequenzaufspaltung von Mehrfachspiralen, die ein Maß für die Kopplung darstellt, berechnet.

Im folgenden Kapitel sind dann Messungen an Einfachspiralresonatoren und Resonatoren mit gekoppelten Spiralen beschrieben und die daraus gewonnenen Ergebnisse diskutiert. Bei Einzelspiralen wird zunächst der Einfluß von Spiralenform und Spiralrohrquerschnitt auf die Effektivität untersucht. Die dazu benutzte Störkörpermethode auf Meßsenderniveau wird in einem vorangestellten Kapitel kurz skizziert.

Der Meßaufbau für die Untersuchung bei hohen Leistungspegeln ist in Kapitel 5.1.3 dargestellt. Im Anschluß daran sind solche Hochleistungsmessungen an Spiralstrukturen beschrieben. Dabei handelt es sich zunächst in Kapitel 5.1.4 um einen Testresonator mit einer Spirale, die nur ca. eine Windung besitzt und im folgenden als offene Spirale bezeichnet wird. Bei diesen Tests sollte im wesentlichen das Schwingungsverhalten der Spirale untersucht werden, um einen Vergleich zum Verhalten von drei gekoppelten Spiralen zu erhalten, die anschließend in dem gleichen Resonator getestet wurden (Kap. 5.2.3). Ein großer Teil der Untersuchungen diente der Sicherstellung eines stabilen Betriebsverhaltens der Resonatoren. Zu den kritischen Punkten zählte hierbei die Kühlung (Außenleiter, Spiralen, Driftröhren, Tauchkolben), die Stabilität der Spiralen (Anordnung und Geometrie) und die Hochfrequenzeinkopplung. In den Kapiteln 5.1.5.1 - 3 sind nach allgemeiner Buncherbetrachtung Aufbau und Betrieb von Einfachspiralresonatoren für den Einsatz als Buncher beschrieben, die sowohl im Institut für Kernphysik in Frankfurt als auch bei der GSI eingesetzt werden. An gekoppelten Spiralresonatoren wurde bei kleinen Leistungspegeln der Einfluß von Spiralform und Anordnung auf die Effektivität untersucht. Außerdem wurde die bei realen Strukturparametern für die Frequenzaufspaltung maßgebende Kopplungsart bestimmt (Kap. 5.2.2). In Kapitel 5.2.4 sind Aufbau und Testbetrieb des Dreifachspiralresonators für das Nachbe-

schleunigerprojekt im Institut für Kernphysik in Frankfurt beschrieben und im Anschluß daran (Kap. 6) der Aufbau des Nachbeschleunigers. In Kapitel 7 werden dann erste Messungen mit Teilchenstrahl vom 7 MV Van de Graaff diskutiert. Nach den erfolgreichen Tests mit der Dreifachspirale wurde ein Resonator mit sieben gekoppelten Spiralen aufgebaut (Kap. 8). Er zeichnet sich besonders durch seine hohe Effektivität aus. Der Resonator ist so konstruiert, daß auf relativ einfache Weise das Geschwindigkeitsprofil bei fester Resonanzfrequenz an die jeweilige Teilchenenergie angepaßt werden kann, so daß die Struktur auch über hinreichend große Flexibilität verfügt. Die Siebenfachspirale ist hinsichtlich der Effektivität vergleichbar mit einem Alvarezbeschleuniger und zeigt eine attraktive Realisierungsmöglichkeit für einen kompakten Hochfrequenzbeschleuniger mit hohem Wirkungsgrad.

2. Charakteristische Größen von Beschleunigern

In der vorliegenden Arbeit werden Resonatoren mit einer und mit mehreren elektromagnetisch gekoppelten Spiralen beschrieben. Um solche Teilchenbeschleuniger in ihrer Effektivität beurteilen und miteinander vergleichen zu können, werden Größen definiert, die für diese Strukturen charakteristisch sind.

Eine wichtige Größe, die Auskunft über die Verluste im Resonator gibt und somit ein Maß für die Effektivität darstellt, ist die Shuntimpedanz η. Sie wird in den folgenden Kapiteln zur Beurteilung der untersuchten Spiralresonatoren benutzt und muß neben dem Transittimefaktor TT zur Berechnung des Energiegewinns bekannt sein.

Man unterscheidet die Shuntimpedanz η_o und die effektive Shuntimpedanz η_{eff}.

Mit der elektrischen Feldstärke E(z) auf der Strahlachse ist die Shuntimpedanz η_o definiert als

$$\eta_o = \frac{\left(\int_o^L |E(z)|\,dz\right)^2}{N \cdot L} = \frac{U^2_{ges}}{N \cdot L} ,$$

d.h. als Quotient des Quadrates der Gesamtspannung auf der Beschleunigungsachse und dem Produkt aus den Hochfrequenzverlusten und der Resonatorlänge. Die effektive Shuntimpedanz η_{eff} berücksichtigt im Unterschied zu η_o die Zeitabhängigkeit des Achsenfeldes und die Geschwindigkeit des beschleunigten Teilchens. Sie ist definiert als

$$\eta_{eff} = \frac{\left(\int_o^L E(z) \cdot \cos(\omega t - \varphi)\,dz\right)^2}{N \cdot L} .$$

In dieser Gleichung ist die Zeit t, d.h. die Flugzeit innerhalb der Sektion, eine Funktion der Teilchengeschwindigkeit V_T und damit des Feldes E(z)

$$t = \int_0^z \frac{1}{V_T(z')}\, dz' .$$

Nimmt man an, daß die Teilchengeschwindigkeit beim Durchgang durch die Sektion konstant bleibt, was bei kurzen Strukturen mit z.B. 4 Beschleunigungsspalten (3-fach-Spirale) in erster Näherung sicherlich noch richtig ist, so gilt für t

$$t = \frac{z}{V_T} .$$

Wählt man bei der Betrachtung einer Beschleunigersektion das Koordinatensystem so, daß sein Ursprung mit der Mitte der Struktur zusammenfällt, und bezieht man die Phase des HF-Feldes ebenfalls auf diesen Ursprung, so ergibt sich eine Bedingung für die optimale Eintrittsphase φ_{opt} eines Teilchens relativ zum Hochfrequenzfeld:

1. $\varphi_{opt} = 0$, wenn das Feld punktsymmetrisch zum Sektionsmittelpunkt ist (2n Beschleunigungsspalte, n = 1, 2, ...)
2. $\varphi_{opt} = \frac{\pi}{2}$, wenn das Feld achsensymmetrisch zum Sektionsmittelpunkt ist (2n-1 Beschleunigungsspalte, n = 1, 2, ...)

Ein Maß für die Ausnutzung der elektrischen Beschleunigungsfeldstärke durch ein Teilchen, das durch eine Sektion fliegt, ist der Transittimefaktor. Er ist definiert als Quotient von tatsächlich durchfallener Spannung zu der zwischen den Driftröhren anliegenden Gesamtspannung. Er ist somit eine Funktion der Teilchenenergie und des Abstandes zwischen den Driftröhren.

Für den Transittimefaktor gilt demnach

$$TT = \frac{\int E(z)\ \cos(\omega t - \varphi)\, dz}{\int |E(z)|\, dz} = \sqrt{\frac{\eta_{eff}}{\eta_o}} \quad .$$

Neben der Shuntimpedanz η wird häufig der Parallelersatzwiderstand oder RP-Wert zum Vergleich verschiedener Beschleunigerstrukturen benutzt. Er ist definiert als Quotient des Quadrates der insgesamt durchfallenen Spannung und der aufgewendeten Senderleistung N:

$$RP_o = \frac{U^2_{ges}}{N} = \eta_o \cdot L$$

oder entsprechend:

$$RP_{eff} = \frac{U^2_{eff}}{N} = \eta_{eff} \cdot L$$

Für den Energiegewinn ΔT eines eine Sektion durchfliegenden Protons ergibt sich somit

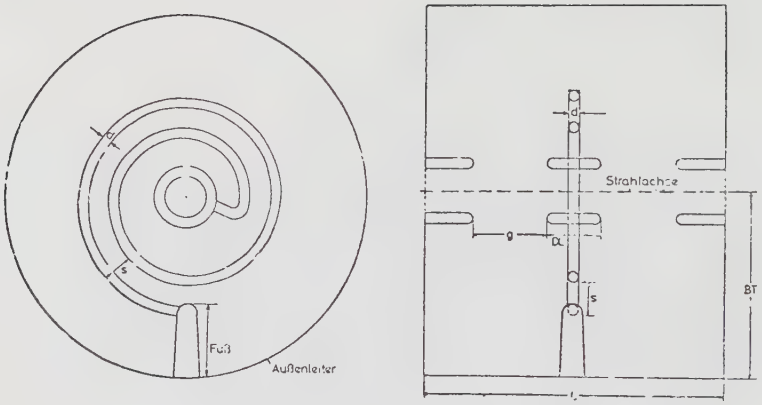
$$\Delta T = e \cdot U_{eff} = e \sqrt{\eta_{eff} \cdot N \cdot L} = e \sqrt{RP_{eff} \cdot N} \quad .$$

Für die Beurteilung einer Beschleunigungsstruktur kann die Shuntimpedanz noch vor dem Aufbau eines Hochleistungsresonators bei niedrigen HF-Pegeln (auf Meßsenderniveau) durch Ausmessen der axialen Felder mit Hilfe der Störkörpermeßmethode [10] bestimmt werden.

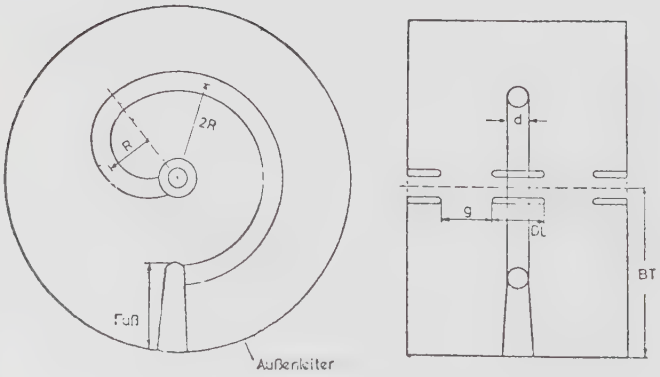
3. Einfachspiralresonatoren

3.1 Aufbau und Funktionsweise

Die in dieser Arbeit untersuchten Einfachspiralresonatoren bestehen aus jeweils einem zu einer Spirale aufgewickelten Cu-Rohr mit dem Durchmesser d in der Querschnittsebene eines Hohlzylinders. Der Zylinder wird auf beiden Seiten mit Blenden abgeschlossen, die parallel zur Spiralebene angeordnet sind. Die Spirale selbst ist auf einem "Fuß" im Hohlzylinder (Außenleiter) geerdet und am Ende auf der Zylinderachse sitzt eine Driftröhre. Es wurden sowohl archimedische als auch Spiralen mit einer offenen Form untersucht; Abb. 3.1 - 1 zeigt eine schematische Darstellung der untersuchten Einfachspiralresonatoren.
Die archimedische Form ergab sich aus wickeltechnischen Gründen. Durch zwei parallel aufeinandergewickelte Rohre ließ sich am einfachsten eine definierte Spiralform (konstanter Windungsabstand) herstellen. Alle bisher untersuchten und bei hohen Leistungen getesteten Spiralen [7] besaßen diese Form mit etwa 1 1/2 - 2 Windungen. Die offene Spiralform (Spirale mit sehr großem Windungsabstand) entstand aus der Überlegung, die unerwünschte Kapazität zwischen den Spiralrohren im Bereich des geerdeten Spiralfußes (1 1/2 Windungen) zu verringern. Der Abstand ist oft geringer als der Abstand zwischen den Driftröhren. Die kapazitive Belastung in diesem Bereich kann zu deutlichen Effektivitätsverlusten und vor allem zu statischen Frequenzverschiebungen durch ponderomotorische Kräfte führen. Durch die offene Form, die aus zwei konstanten Kreisbögen R und 2R besteht, sollte die Spirale möglichst nur eine Windung besitzen. Die Vorteile, die diese Form bietet, werden in Kapitel 5.1.4 erläutert.



Archimedische Spirale



Offene Spirale

Abb. 3.1 - 1 Schematische Darstellung des Einfachspiralresonators

Die elektrische Länge der Spiralen beträgt etwa $\lambda/4$. Auf diese Weise erhält man im Resonanzfall maximale elektrische Felder zwischen Spiral- und Blendendriftröhren, die zum Beschleunigen geladener Teilchen ausgenutzt werden. Ein solches Teilchen durchfällt bei geeigneter Wahl der Eintrittsphase und Driftröhrenabmessungen bis zu zweimal die Spannung zwischen Blenden- und Spiraldriftröhre.

Im folgenden soll kurz auf die Funktionsweise und Eigenschaft eines solchen Einfachspiralresonators eingegangen werden.

Es gibt verschiedene theoretische Ansätze und Betrachtungsweisen, die eine solche Spiralstruktur, ihre Funktion und die Beschleunigungseigenschaften zu beschreiben versuchen. Es sei hier vorweggenommen, daß keiner der Ansätze die Struktur vollständig beschreibt.

In einem Fall [11] werden die Schwingungsmoden eines zusammengesetzten zylindrischen Hohlraumresonators zugrunde gelegt. Dabei wird die Spirale in Anlehnung an das Schichtmodell der Wendel [3] als leitfähige Schicht in dem Hohlraum betrachtet, wobei Leitfähigkeit nur in Richtung des Spiralrohres vorhanden sein soll; in allen anderen Richtungen ist die Leitfähigkeit Null. In zwei anderen Fällen [12, 13] wird die Darstellung mit Hilfe einer Leitungstheorie versucht, wobei insbesondere auf die Bestimmung der Shuntimpedanz η Wert gelegt wird. Da die Effektivität bei der Beurteilung eines Beschleunigers im Vordergrund steht, sei hier auf eine Theorie etwas näher eingegangen, mit deren Hilfe sich sowohl Ströme und Spannungen auf der Spirale als auch das beschleunigende elektrische Feld und daraus die Shuntimpedanz η berechnen lassen. Es handelt sich hierbei um eine modifizierte Leitungstheorie.

3.2 Bestimmung charakteristischer Beschleunigergrößen mit Hilfe einer modifizierten Leitungstheorie

Ausgangspunkt für die theoretische Betrachtung ist eine archimedische Spirale in einem Außenleiter mit festem Radius. Sie sitzt auf einem "Fuß", dessen Länge von der Eigenfrequenz f_o, dem Windungsabstand s, der Rohrdicke d, der Tanklänge L und den Abmessungen der Driftröhre abhängt. Um die Ströme und Spannungen auf der Spirale zu berechnen, geht man von einer in der r,Θ- Ebene liegenden Spirale aus. Die Phasengeschwindigkeit in r-Richtung sei dabei klein gegen die Lichtgeschwindigkeit und die Wellenlänge (Phasendifferenz) in r-Richtung groß gegen den Windungsabstand s, damit bei der Berechnung Differenzen durch Differentialquotienten ersetzt werden können. In Abb. 3.2. - 1 ist eine Querschnittsskizze der Spirale mit einer Abschlußblende im Abstand b mit Strom-, Spannungs- und Flußrichtungen dargestellt.

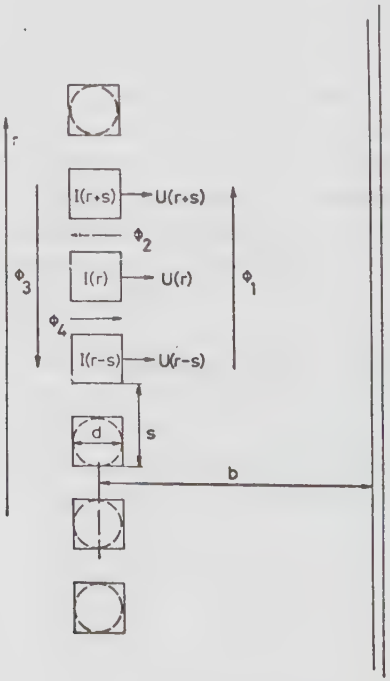


Abb. 3.2 - 1 Querschnitt der Spiralleitung

Das Induktionsgesetz liefert mit diesen Bezeichnungen die Spannungsänderung

$$\Delta U = \frac{\partial U}{\partial r} \cdot s$$

als die in einer Windung der Länge $l = 2\pi r$ induzierte Spannung

$$\frac{\partial U}{\partial r} = - \frac{1}{s} \frac{\partial \Phi}{\partial t} .$$

Aus dem Verschiebungsstrom zur Abschlußblende

$$\Delta I_B = C \frac{\partial U}{\partial t}$$

und den Verschiebungsströmen zu den Nachbarwindungen

$$\Delta I_1 = K \frac{\partial}{\partial t} s \frac{U(r) - U(r+s)}{s}$$

$$\Delta I_2 = K \frac{\partial}{\partial t} s \frac{U(r) - U(r-s)}{s}$$

erhält man die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial I}{\partial r} = - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (C_o \cdot r U - K_o \cdot r \cdot s^2 \frac{\partial^2 U}{\partial r^2}), \qquad (3.2.1)$$

wobei $C_o \cdot r$ = C die Kapazität zwischen einer Spiralenwindung und den Abschlußblenden ist und

$K_o \cdot r$ = K die Kapazität zwischen je zwei Windungen ist.

Untersucht man die Verteilung der magnetischen Flüsse am Spiralrohr bzw. spaltet die Stromanteile über den Umfang des Spiralrohres auf, so erhält man unter Berücksichtigung des Skineffektes folgende Gleichungen:

$$I_1 = i_1 \cdot s = \frac{s}{\mu_o} \Phi_1 \quad \frac{1}{2\pi r b}$$

$$I_2 = i_2 \cdot d = \frac{d}{\mu_o} \Phi_2 \quad \frac{1}{2\pi r (s-d)}$$

$$I_3 = I_1$$

$$I_4 = i_4 \cdot d = \frac{d}{\mu_o} \Phi_4 \quad \frac{1}{2\pi r (s-d)} \quad .$$

Für die magnetischen Flüsse gilt:

$$\Phi_1 = \Phi(r)$$

$$\Phi_2 = \Phi(r) - \Phi(r+s)$$

$$\Phi_3 = \Phi_1$$

$$\Phi_4 = \Phi(r) - \Phi(r-s)$$

aus denen die Beziehung

$$I(r) = \frac{1}{r} \left(A \cdot \Phi - B \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2}\right) \qquad (3.2.2)$$

zwischen Strom und magnetischem Fluß an der Spirale folgt.

In dieser Gleichung ist $A = \frac{s}{\mu_o \pi b}$ und $B = \frac{s^2 \cdot K}{\mu_o 4\pi^2}$ gesetzt. Für K ist die Kapazität zwischen rechteckigen bzw. runddrähtigen Windungen einzusetzen.

Aus den Gleichungen (3.2.1) und (3.2.2) erhält man eine Differentialgleichung 4. Ordnung für eine Hilfsfunktion φ, aus der sich U und Φ wie folgt bestimmen:

$$U = \frac{1}{s} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \; , \quad \Phi = - \frac{\partial \varphi}{\partial t} \; ;$$

die Zeitabhängigkeit der Feldgrößen ist jeweils mit $e^{i\omega t}$ angenommen.

$$\varphi'''' \cdot r \cdot B - \varphi''' \cdot B + \varphi'' \left(\frac{\omega^2 \cdot k_o}{s \cdot B} r^3 - r - A\right) + \varphi' A - \varphi \cdot r^3 \frac{\omega^2 C_o}{s^2} = 0$$

(3.2.3)

Bei dieser Gleichung, die sich nur numerisch lösen läßt, sind folgende Randbedingungen einzusetzen:

Die Spannung hat bei r = O, bzw. bei r = R_D (R_D = Driftröhrenradius) ein Maximum. Der Strom ergibt sich aus dem Hochfrequenzwiderstand der Driftröhre, also aus deren Kapazität als Abschlußwiderstand der Spiralleitung. Am Außenleiter ist die Spannung U = O und der magnetische Fluß in r-Richtung gleich Null (Φ_r = O), er muß zwischen Spiralrohr und Außenleiter hindurchtreten. Um dies zu gewährleisten, ist der Spiralenfuß notwendig. Das bedeutet, daß der Resonanzradius R_{max} um die Fußlänge kleiner ist als der Außenleiterradius. Man berücksichtigt dies, indem man die Beinlänge von der Spiraldrahtlänge abzieht und die veränderten Kapazitäten der äußeren Windung gegen den Außenleiter und gegen die Nachbarwindung anteilmäßig auf die gesamte Spirale verteilt.

Bei der Berechnung der Verluste wird berücksichtigt, daß die Stromüberhöhung zwischen den Windungen vom Windungsabstand s, dem Spiralrohrdurchmesser d, dem Abstand der Spirale zu den Blenden b und der Frequenz abhängt. Dies wurde von Siart [14] für die Wendel ausführlich diskutiert und wird hier für die Spirale übernommen.

Der Einfluß der Spiralenparameter, Windungsabstand s und Spiralrohrdurchmesser d auf die Shuntimpedanz ist in Abb. 3.2. - 2 wiedergegeben.

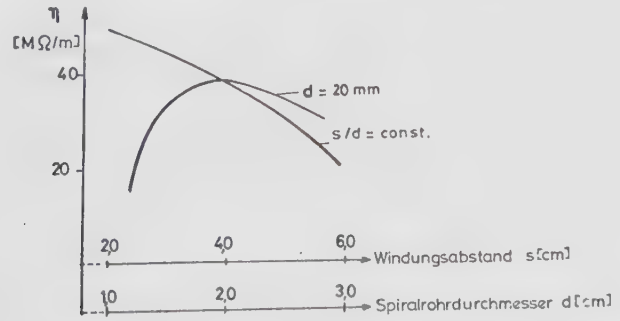


Abb. 3.2 - 2 Shuntimpedanz in Abhängigkeit von Windungsabstand und Spiralrohrdurchmesser einer Einfachspirale

Die Theorie zeigt einen deutlichen Abfall der Shuntimpedanz mit wachsendem Spiralrohrdurchmesser bei konstantem Verhältnis von Windungsabstand zu Spiralrohrdurchmesser (s/d = const.). Für die Abhängigkeit vom Windungsabstand bei konstantem Spiralrohrdurchmesser (d = 20 mm) ergibt sich ein flaches Maximum bei doppeltem Windungsabstand (s = 40 mm). Bei offenen Spiralen (großer Windungsabstand) ist eine geringere Effektivität zu erwarten als bei enger gewickelten archimedischen Spiralen, die Theorie ist allerdings auf die offene Spirale nicht mehr anwendbar. Die Rechnungen zeigen außerdem, daß die Shuntimpedanz mit wachsender Frequenz abnimmt [12] . Die Änderung ist jedoch relativ gering und beträgt z.B. bei Resonanzfrequenzen zwischen 50 und 150 MHz maximal 10%. Die Rechnungen hinsichtlich der Strom- und Spannungsverteilung auf der Spirale zeigen eine gute Übereinstimmung mit entsprechenden Messungen [7] .

Abb. 3.2. - 3 zeigt die gerechnete und gemessene Stromverteilung entlang des Spiralrohres einer relativ eng gewickelten Spirale mit dem Windungsabstand s = 30 mm und dem Rohrdurchmesser d = 15 mm. Das Strommaximum liegt auf der äußeren Windung und nicht wie bei einer abgeschirmten $\lambda/4$-Leitung am Massifizierungspunkt. Man kann aus diesem Grund nur in erster Näherung von einer $\lambda/4$- bzw. "Cosinus"-Verteilung sprechen. Für großen Spiralabstand nähert sie sich allerdings immer mehr einer "Cosinus" - Verteilung.

In Abb. 3.2. - 4 ist die gerechnete und gemessene Spannungsverteilung auf dem Spiralrohr aufgetragen. Die Messungen wurden dabei mit nadel- und scheibenförmigen Störkörpern durchgeführt [7]. Wie die theoretische Kurve zeigt auch der experimentell bestimmte Spannungsverlauf starke Abweichungen vom "Sinus"-förmigen Verlauf einer $\lambda/4$-Leitung.

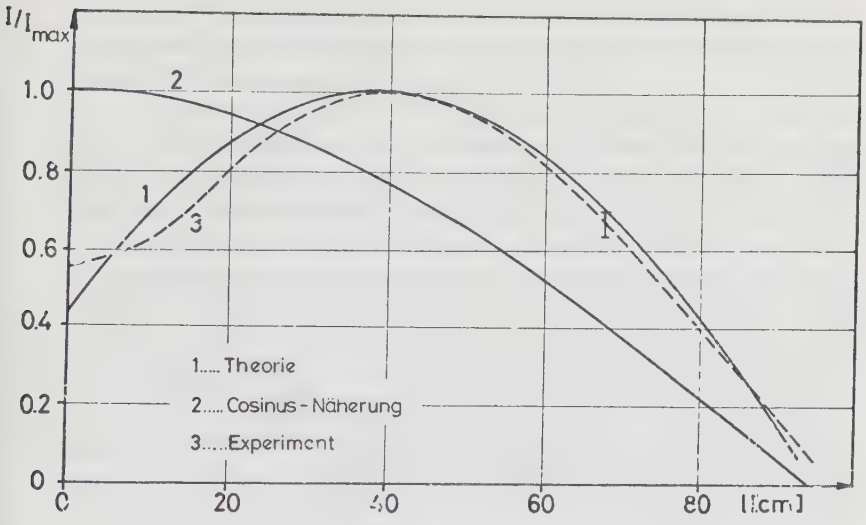


Abb. 3.2 - 3 Stromverteilung auf der Spirale

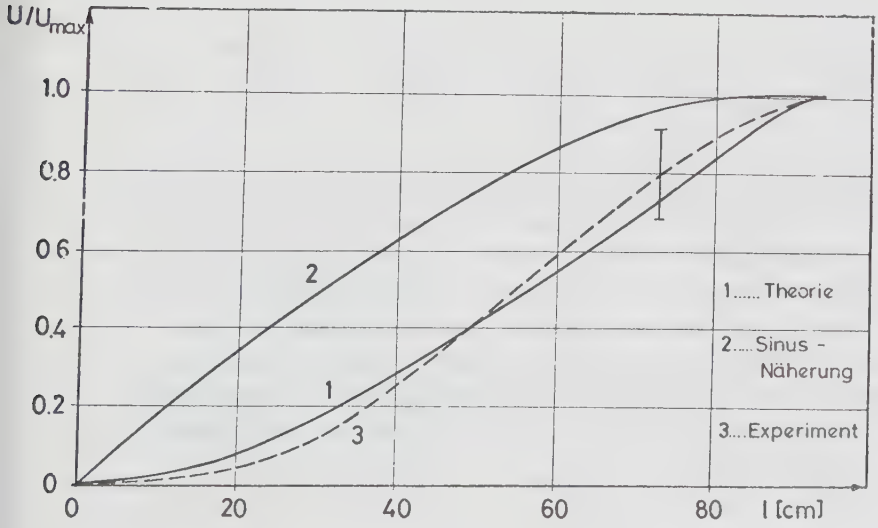


Abb. 3.2 - 4 Spannungsverteilung auf der Spirale

Für den Bau eines möglichst effektiven Resonators mit einer Spirale sollte nach den theoretischen Betrachtungen der Tank relativ groß gewählt werden, um die unerwünschten Kapazitäten der Spirale zum Außenleiter zu verringern. Außerdem muß der Spiralrohrdurchmesser bei geeignetem Windungsabstand (Maximum) relativ klein gehalten werden. Um das elektrische Feld zwischen den Driftröhren auf die Beschleunigungsachse zu konzentrieren, ist die Apertur und der Außendurchmesser der Driftröhren ebenfalls möglichst klein zu wählen. Diese Forderungen werden sich jedoch im allgemeinen für den Beschleunigungsbetrieb nicht realisieren lassen. So besitzt z.B. das Betriebsverhalten des Resonators größte Priorität. Aus diesem Grunde muß der Spiralrohrdurchmesser der zugeführten Verlustleistung angepaßt werden, um eine möglichst geringe statische Frequenzverschiebung zu erreichen. Außerdem muß bei der Dimensionierung des Spiralrohres die benötigte Durchflußmenge des Kühlmittels berücksichtigt werden, um zu hohe Temperaturen und die damit verbundene thermische Frequenzshift zu vermeiden. Die Apertur wird ebenfalls nicht frei wählbar sein, sondern ist durch den Strahlquerschnitt festgelegt.

Diese Probleme, die die Wahl der Parameter einengen, werden in den folgenden Kapiteln in Tests bei hohen Leistungspegeln untersucht.

Die Parameterwahl für einen Spiralresonator wird demnach im Hinblick auf den Einsatz und ein stabiles Betriebsverhalten Kompromißlösungen darstellen und entsprechend abgestimmt werden müssen. Der Aufbau wird deshalb im allgemeinen so vor sich gehen, daß das Geschwindigkeitsprofil $G = \beta\lambda/2$ aus Betriebsfrequenz und Teilchenenergie und die Apertur der Driftröhren festgelegt und aus den zu erwartenden Verlustleistungen sowie den damit verbundenen Stabilitätsanforderungen [15] der Spiralrohrdurchmesser bestimmt wird.

Wegen der relativ komplizierten Geometrie der Spiralstruktur (keine Symmetrie) ist die Berechnung der charakteristischen Größen schwierig und sehr aufwendig. Aufgrund der kompakten Bauweise der Resonatoren (Durchmesser Ø = 200 - 500 mm, Länge L = 200 - 300 mm) werden deshalb auch Modellmessungen im Maßstab 1:1 zur endgültigen Bestimmung der charakteristischen Werte durchgeführt. Die mit Hilfe der Störkörpermethode ermittelten Shuntimpedanzwerte stimmen sehr gut mit den am Teilchenstrahl gemessenen Werten überein.

Die auf den jeweiligen Einsatzbereich optimierten Einfachspiralresonatoren sind jedoch in ihrer Effektivität auf Shuntimpedanzwerte zwischen 25 und 30 MΩ/m beschränkt. Um eine höhere Effektivität bei gleicher eingespeister Verlustleistung und einen ökonomischeren Betrieb zu erreichen, können mehrere Spiralen in einem Resonator angeordnet werden. Aufbau und Funktionsweise solcher gekoppelter Spiralen werden im folgenden Kapitel beschrieben.

4. Resonatoren mit gekoppelten Spiralen

4.1 Aufbau und Funktionsweise

Die in Kapitel 3 beschriebenen Einfachspiralresonatoren zum Einsatz als Beschleuniger erreichen durch Optimierung RP-Werte bis zu ca. 8 MΩ und effektive Feldstärken von 5 - 6 MV/m bzw. bis zu 1 MV durchfallene Spannung bei 180 kW Verlustleistung pro Resonator. Da für jeden Resonator ein Sender benötigt wird, dessen Kosten sehr hoch sind, war ein Ziel der Untersuchungen, die Spannung pro Resonator bei möglichst gutem Betriebsverhalten zu optimieren. Es bietet sich die Möglichkeit, mehrere Spiralen hintereinander im Resonator anzuordnen. Unter der Annahme, daß die Eigenschaften der einzelnen Spiralen unverändert bleiben, wird die zugeführte Hochfrequenzleistung auf die einzelnen identischen Spiralen aufgeteilt. Die durchfallene Gesamtspannung ΔU steigt dann proportional zur Wurzel aus der Spiralenzahl

$$\Delta U \sim \sqrt{n \cdot \Delta U_o} \ .$$

Dieser Gewinn an Effektivität muß jedoch mit einer geringen Flexibilität bezahlt werden.

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Spiralen handelt es sich einmal um jeweils zwei und drei Spiralen pro Resonator, da dies einen guten Kompromiß zwischen gewonnener Effektivität und Einbuße an Flexibilität darstellt. Den Verlauf des TT-Faktors in Abhängigkeit von der Einschußenergie bei Resonatoren mit unterschiedlicher Spiralenanzahl zeigt Abb. 4.1 - 1. Die Breite der Kurve gibt den Einsatzbereich (T) des entsprechenden Resonators wieder.

Am Schluß der Arbeit (Kap. 8) wird außerdem ein Resonator mit sieben gekoppelten Spiralen vorgestellt. Bei dieser Anzahl von Beschleunigungsspalten macht sich die Einschränkung der Flexibilität schon sehr stark bemerkbar.

Eine Anpassung an die jeweilige Teilchenenergie läßt sich bei geeigneter Konstruktion des Resonators durch Auswechseln der Spiralen erreichen.

Einen Hinweis auf den Gewinn an Effektivität durch die Anordnung mehrerer Spiralen in einem Resonator geben die in Abb. 4.1 - 2 zusammengestellten experimentell bestimmten η-Kurven von einer einzelnen und von zwei bzw. drei gekoppelten offenen Spiralen. Neben dem Anwachsen der effektiven Shuntimpedanz von 25 auf 47 MΩ/m zeigt sich auch hier der Verlust an Flexibilität mit zunehmender Spiralenanzahl.

In Tabelle 4.1-I sind geometrische und elektrische Größen der Spiralresonatoren aufgeführt.

Tabelle 4.1-I

Spiralenzahl	Resonatorlänge [mm]	Beschleunigungsspalt [mm]	Resonanzfrequenz [MHz]	η_{eff} [MΩ/m]	RP_{eff} [MΩ]
1	120	20	108.99	25.1	3.0
2	160	20	68.77	31.0	4.9
3	204	18	85.47	47.0	9.6

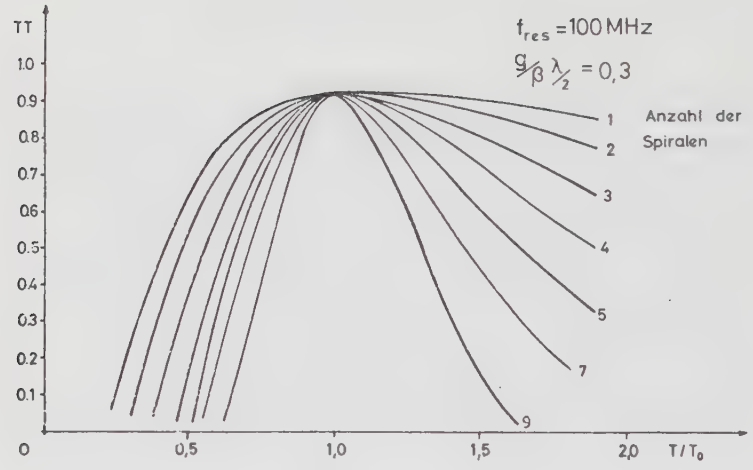


Abb. 4.1 - 1 Transittimefaktor als Funktion der Teilchenenergie für Resonatoren mit unterschiedlicher Spiralenzahl

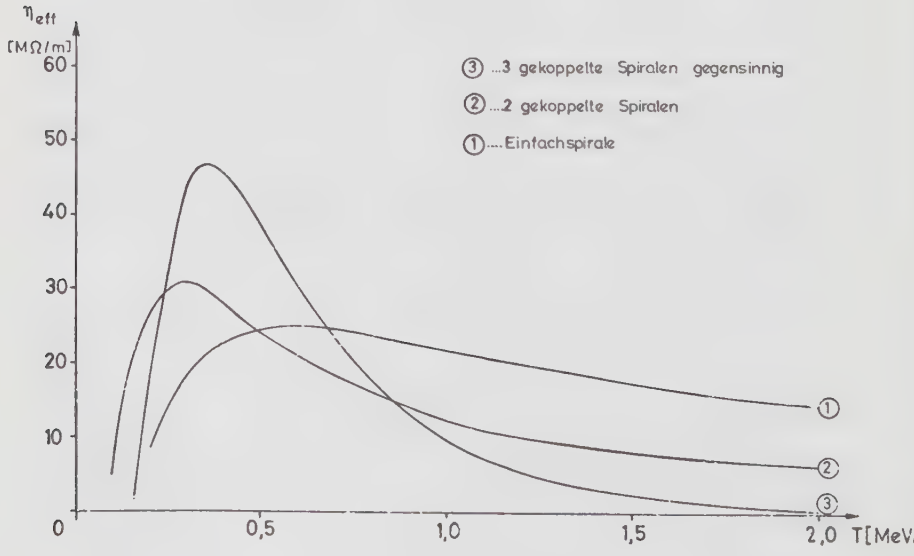


Abb. 4.1 - 2 Shuntimpedanz η_{eff} von 3-, 2-, und Einfachspiralen

Da Rechnungen und Messungen für Einfachspiralresonatoren nur eine schwache Abhängigkeit der Shuntimpedanz von der Resonanzfrequenz zeigen [12], kann das starke Anwachsen der Effektivität nicht auf die unterschiedlichen Resonanzfrequenzen der untersuchten Resonatoren zurückzuführen sein, sondern wird durch die Kopplung zwischen den Spiralen hervorgerufen.

So geben z.B. die in Tabelle 5.3-I zusammengestellten geometrischen und elektrischen Daten den Gewinn an Effektivität einer Dreifachspirale (η_{eff} = 42.1 MΩ/m) gegenüber einer Einfachspirale (η_{eff} = 19.1 MΩ/m) bei gleicher Tankabmessung und Resonanzfrequenz wieder.

Bei den im folgenden untersuchten Spiralresonatoren handelt es sich sowohl um archimedische als auch um offene Spiralen, die gleichsinnig bzw. gegensinnig angeordnet sind.

Die Abb. 4.1 - 3 zeigt schematisch die Aufbaumöglichkeiten.

Um mit zwei gekoppelten Spiralen eine symmetrische Feldverteilung bei konstanter Gapweite und Driftröhrengeometrie zu erhalten, müssen die Spiralrohre gleich lang sein. Entsprechend läßt sich bei drei gekoppelten Spiralen eine gleichmäßige Strombelastung erreichen, indem die mittlere Spirale kürzer als die beiden gleich langen äußeren gewählt wird. Mit Hilfe dieser Maßnahme erhöht sich die Effektivität (Kap. 5.2.1), und die ponderomotorischen Kräfte, die zu unerwünschten Frequenzverschiebungen führen können, werden reduziert [15].

Der relativ komplizierte Verlauf der Spiralrohre bei gegensinniger Anordnung der Spiralen, insbesondere bei den archimedischen, wo Ströme auf benachbarten Spiralrohren teilweise in gleicher bzw. in entgegengesetzter Richtung fließen (Abb. 4.1 - 3), bereitet große Schwierigkeiten bei der quantitativen Beschreibung der elektromagnetischen Kopplung solcher Systeme.

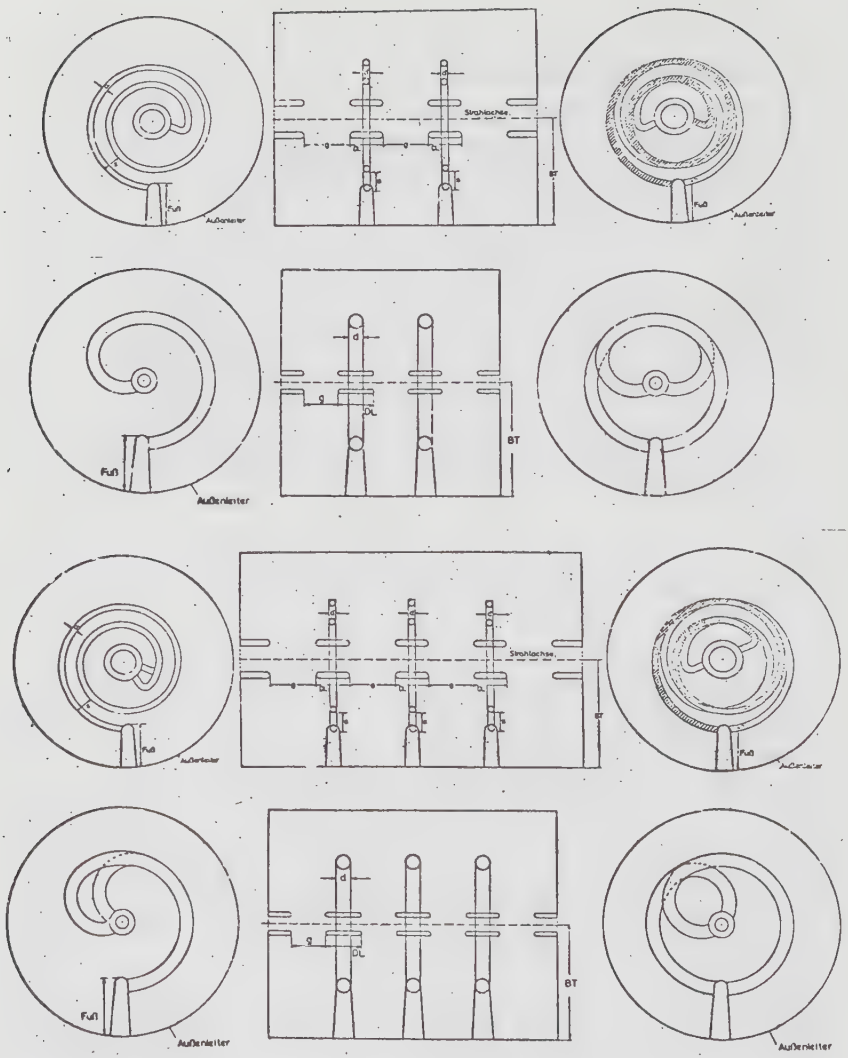


Abb. 4.1 - 3 Gekoppelte Spiralen in gleich- und gegensinniger Anordnung

Bei den Spiralresonatoren hat die sogenannte π-Mode, bei der die Spiralen einer Sektion mit der Phasenverschiebung $\Delta\Phi = \pi$ relativ zu ihren Nachbarn, d.h. im Gegentakt schwingen, die niedrigste Eigenfrequenz. Dies läßt sich durch die in π-Mode größte kapazitive Belastung (Frequenzerniedrigung) zwischen den Driftröhren erklären. Die O-Mode, bei der alle Spiralendriftröhren auf gleichem Potential liegen (Gleichtakt), besitzt die höchste Eigenfrequenz. Dazwischen liegt bei drei gekoppelten Spiralen die sogenannte π/2-Mode, bei der die Spiralen mit $\Delta\Phi = \pi/2$ relativ zueinander schwingen. Für die Potentialverteilung auf drei gekoppelten Spiralen und dem damit verknüpften Verlauf des elektrischen Feldes zwischen den Driftröhren ergeben sich qualitativ folgende Bilder (Abb. 4.1 - 4).

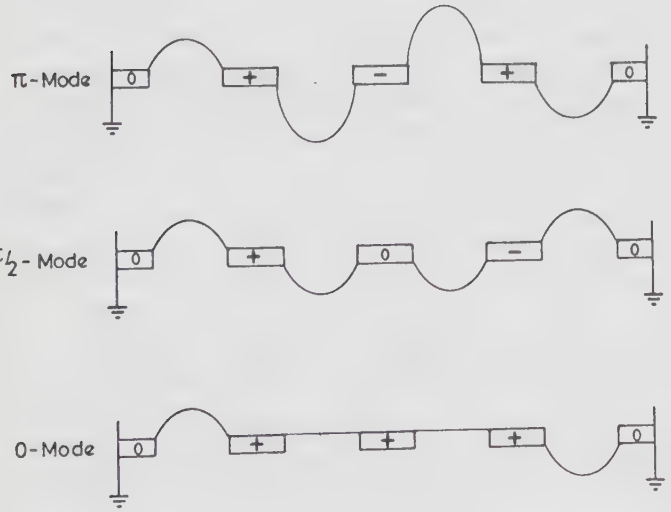


Abb. 4.1 - 4 Potentialverteilung auf den Driftröhren der angeregten Moden bei drei gekoppelten Spiralen

Bei der Wahl der π-Mode als Beschleunigungsmode muß ein Teilchen den Abstand zweier Spiralebenen G gerade in einer halben Hochfrequenzperiode zurücklegen, um optimal beschleunigt zu werden. Es gilt dann folgende Bedingung:

$$G = \frac{\beta\lambda_o}{2} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{v_o}{c} .$$

v_o = Geschwindigkeit des Sollteilchens, λ_o = Vakuumwellenlänge.
Man bezeichnet solche Sektionen auch als $\beta\lambda/2$-Strukturen. Prinzipiell ist eine Teilchenbeschleunigung in allen anregbaren Moden möglich. Man wird jedoch im allgemeinen die π-Mode als beschleunigende Mode wählen, da in ihr die Shuntimpedanz η am höchsten ist [16], d.h. für eine bestimmte zugeführte Hochfrequenzleistung ist die Beschleunigungsspannung in π-Mode am größten.

Es wurde auch schon vorgeschlagen [9], die anderen anregbaren Moden zur Teilchenbeschleunigung zu nutzen, um den Energiebereich der Resonatoren zu erweitern. Der Aufwand für die dafür erforderlichen durchstimmbaren Sender (20-30 MHz) wäre jedoch sicherlich zu groß.

Die Größe der Frequenzaufspaltung zwischen 0- und π-Mode eines Systems mehrerer in einem Resonator angeordneter Spiralen ist ein Maß für ihre elektromagnetische Kopplung untereinander. Diese Kopplung [17] sollte möglichst groß sein, um stabile beschleunigende Felder auch bei äußeren Störungen zu gewährleisten und gewisse Toleranzen bei der Konstruktion und beim Aufbau zuzulassen.

Mit Hilfe von Schwingkreisketten soll im nächsten Kapitel diese elektromagnetische Kopplung zwischen den Spiralen beschrieben werden.

4.2 Beschreibung der Kopplung und der daraus resultierenden Moden mit Hilfe von Schwingkreisketten

Die typischen Eigenschaften der Resonatoren mit gekoppelten Spiralen können mit Hilfe von Schwingkreismodellen untersucht werden.

Der Begriff der Kopplung umfaßt in diesem Fall sowohl die induktive als auch die kapazitive Beeinflussung der in einem gemeinsamen Resonator eingebauten Spiralen. Durch diese Kopplung kommt es zu unterschiedlichen Schwingungszuständen (Moden) des gesamten Systems, die durch die Eigenfrequenz der einzelnen Spiralen und den Grad der elektromagnetischen Kopplung zwischen ihnen bestimmt werden. Eine einzelne Spirale läßt sich in Näherung als Schwingkreis betrachten, wobei die Induktivität L des Kreises im wesentlichen durch die Induktivität des Spiralrohres und die Kapazität C des Kreises durch die Kapazität zwischen Spiraldriftröhre und Außenleiter und zwischen Driftröhren und Spiralwindungen repräsentiert wird. Mehrere hintereinander angeordnete gleiche Spiralen lassen sich demnach als eine Kette identischer Schwingkreise darstellen (Abb. 4.2 - 1), die sowohl induktiv als auch kapazitiv miteinander koppeln.

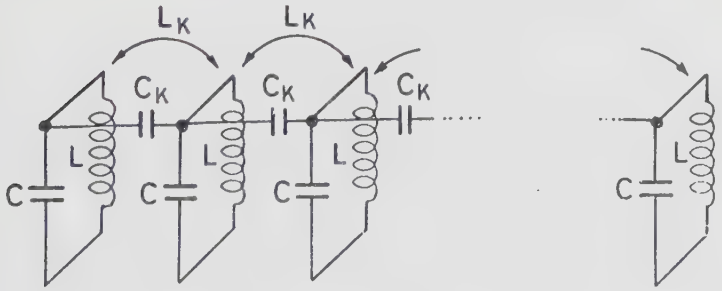


Abb. 4.2 - 1 Schwingkreiskette mit identischen Gliedern zur Beschreibung gekoppelter Spiralen

Als Ersatzschaltbild für die Spirale, die einer λ/4-Leitung entspricht (Kap. 3), wird ein Parallelkreis gewählt, da an der Resonanzstelle für den Blindleitwert $Y_K = 0$ wie beim Parallelkreis gilt.

4.2.1 Vierpolbetrachtung

Zur Beschreibung der Kopplung und der daraus resultierenden Moden soll zunächst eine Vierpolbetrachtung [18] dienen. Die Parallelschwingkreise, die die Spiralen repräsentieren, koppeln dabei über einen Serienresonanzkreis. Diese Ersatzschaltung ist bei der Beschreibung von gekoppelten Topfkreisen üblich, wobei jedoch im allgemeinen nur eine Kopplungsart (kapazitiv oder induktiv) realisiert wird. Für zunächst zwei sowohl kapazitiv als auch induktiv gekoppelte Spiralen gelangt man so zu folgendem Ersatzschaltbild (Abb. 4.2.1 - 1).

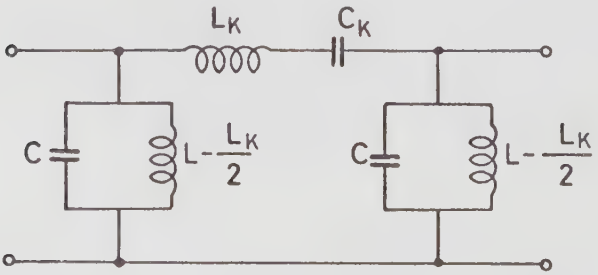


Abb. 4.2.1 - 1 Ersatzschaltbild für zwei gekoppelte Spiralen

Die Kopplung beliebig vieler Spiralen läßt sich durch eine entsprechende Vierpolkette mit identischen Gliedern beschreiben, wobei jedes Glied durch eine Matrix a_{ik} repräsentiert wird. Analoge Formalismen werden in der Teilchendynamik, z.B. bei der Strahlführung, benutzt. Betrachtet man die Eingangsgrößen I_E, U_E und die Ausgangsgrößen I_A, U_A eines Vierpols, wobei Ströme, Spannungen und Widerstände als komplexe Größen aufzufassen sind, so erhält man für Längs- bzw. Querwiderstände entsprechende Operatorgleichungen.

Ein solcher Vierpol, der sich immer aus Längs- und Querwiderständen zusammensetzt, läßt sich stets als Produkt von Einzelmatrizen (Längs- und Querwiderstände) darstellen.

Ein Operator (Matrix mit komplexen Elementen) auf das komplexe Vektorpaar I_E, U_E angewandt, erzeugt den neuen Zustand I_A, U_A. Es handelt sich dabei um eine Drehstreckung in der komplexen Ebene. Der Strom wird dabei um den Winkel Φ, die Spannung um den Winkel Ψ gedreht und jeweils mit reellen Streckungsfaktoren α und β mit

$$I_A = \alpha \; e^{i\Phi} I_E$$
$$U_A = \beta \; e^{i\Psi} U_E$$

gestreckt. Dabei drehen Matrizen, deren halbe Spur höchstens eins ist, Strom und Spannung ohne Amplitudenänderung um den gleichen Winkel $\mu = \pm\Phi$, wohingegen Matrizen, deren halber Spurbetrag größer als eins ausfällt, die Amplitude ohne Drehung um den gleichen Faktor α strecken bzw. stauchen. Für die zu untersuchenden gekoppelten Spiralen genügt die Bedingung, daß die Ein- und Ausgangsströme und -spannungen ausschließlich um gleiche Winkel gedreht werden, da diese Phasendrehung für das Auftreten der jeweiligen Moden verantwortlich ist, d.h.

$$-1 \leq \frac{1}{2} (a_{11} + a_{22}) \leq +1.$$

Für richtungssymmetrische Vierpole mit $a_{11} = a_{22}$ gilt dann $-1 \leq a_{11} \leq +1$. Zu der Drehung um einen gemeinsamen Winkel Φ führt der Ansatz

$$\begin{pmatrix} I_A \\ U_A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_E \\ U_E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda & 0 \\ 0 & \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_E \\ U_E \end{pmatrix} \quad \text{mit } \lambda = e^{i\Phi}$$

und $\det |a_{ik}| = 1$.

Für nichttriviale Lösungen verschwindet die Determinante, was unter Berücksichtigung des Ansatzes identisch mit der Gleichung

$$\lambda^2 - \lambda\,(a_{11} + a_{22}) + 1 = 0$$

ist.
Als Lösungen erhält man $\lambda_{1,2} = \cos\mu \pm i \cdot \sin\mu = e^{\pm i\mu}$, wobei die halbe Spur der Matrix (a_{ik}) durch $\cos\mu = \frac{1}{2}(a_{11} + a_{22})$ ausgedrückt wurde. Schließt man einen solchen Vierpol am Ausgang mit dem Wellenwiderstand

$$W = \pm\sqrt{\frac{a_{21}}{a_{12}}}$$

ab, so erscheint dieser Widerstand auch als Eingangswiderstand des Systems. Auch das System beliebig vieler hintereinandergeschalteter identischer Vierpole, deren letzter mit diesem Widerstand abgeschlossen ist, hat diesen Eingangswiderstand ($|\cos\mu| < 1$). Die Wellenwiderstände sind stets reell, solange der Vierpol verlustfreie Widerstände enthält. Eingangsstrom und Eingangsspannung sind also immer in Phase oder gegenphasig, wenn der Vierpol mit seinem Wellenwiderstand abgeschlossen ist. Für Vierpolketten, wie sie sich durch Zusammenschalten von N identischen Vierpolen ergeben, besteht zwischen den Eingangs- und Ausgangsvektoren folgender Zusammenhang:

$$\begin{pmatrix} I_A \\ U_A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix}^N \begin{pmatrix} I_E \\ U_E \end{pmatrix}$$

Bei Richtungssymmetrie der Einzelvierpole hat der Operator die Form

$$A^N = \begin{pmatrix} \cos\mu & a_{12} \\ a_{21} & \cos\mu \end{pmatrix}^N$$

Faßt man die Kette aus N identischen Vierpolen wieder als einen neuen Vierpol auf, so folgt mit $A^N = \cos N\mu I + \sin N\mu J$ die Matrix

$$A^N = \begin{pmatrix} \cos N\mu & \frac{a_{12}\sin N\mu}{\sin\mu} \\ \frac{a_{21}\sin N\mu}{\sin\mu} & \cos N\mu \end{pmatrix}$$

Die Eigenlösungen zu den Eigenwerten $\lambda = \pm 1$ folgen aus der Säkulargleichung

$$\lambda^2 - 2\cos N\mu \cdot \lambda + 1 = 0$$

mit $\sin N\mu = 0$
oder $\cos N\mu = \pm 1$

Für zwei gekoppelte Kreise erhält man aus dem T-Vierpol in Abb. 4.2 - 2

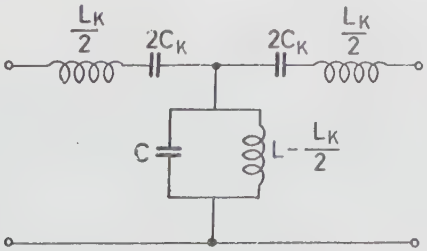


Abb. 4.2 - 2 T-Vierpol für zwei elektromagnetisch gekoppelte Kreise

$$\cos\mu = 1 - \frac{L_K}{2(L - \frac{L_K}{2})} \left(\frac{\omega^2}{\omega_o^2} - 1\right) - \frac{C}{2C_K} \left(\frac{\omega_o^2}{\omega^2} - 1\right) \qquad (4.2.1.1)$$

Um zur reinen kapazitiven Kopplung zu gelangen, muß die Koppelinduktivität L_K gegen Null gehen. Das führt zu

$$\cos\mu = 1 - \frac{C}{2C_K} \left(\frac{\omega_o^2}{\omega^2} - 1\right)$$

und daraus folgt

$$\omega^2 = \frac{1}{L \cdot C \left(1 - \frac{2C_K}{C} (\cos\mu - 1)\right)}$$

Für die O-Mode mit $\cos\mu = +1$ erhält man

$$\omega^2 = \frac{1}{L \cdot C} \quad .$$

In O-Mode schwingen die Spiralen im Gleichtakt mit der Eigenfrequenz der einzelnen Kreise. Dies bedeutet, daß die Spiralen auf gleichem Potential liegen und somit keine Koppelkapazität wirksam ist.
Für die π-Mode mit $\cos\mu = -1$ ergibt sich

$$\omega^2 = \frac{1}{L \cdot C \left(1 + 4 \frac{C_K}{C}\right)}$$

Mit zunehmender kapazitiver Kopplung sinkt die Frequenz ab, wobei die Resonanzfrequenzen für kapazitive Kopplung immer unterhalb der Frequenz ω_o der Einzelspirale liegen.

Für rein induktive Kopplung geht die Koppelkapazität C_K gegen unendlich. Die Halbspur der Matrix lautet dann

$$\cos\mu = 1 - \frac{L_K}{2(L-\frac{L_K}{2})} \left(\frac{\omega^2}{\omega_o^2} - 1\right)$$

Daraus ergibt sich

$$\omega^2 = \omega_o^2 \left(1 - \frac{2(L-\frac{L_K}{2}) \ (\cos\mu - 1)}{L_K}\right)$$

Die O-Mode mit $\cos\mu = 1$ führt mit

$$\omega_o^2 = \frac{1}{(L - \frac{L_K}{2}) \cdot C}$$

zu

$$\omega^2 = \frac{1}{LC - \frac{L_K C}{2}}$$

Mit zunehmendem L_K (Vergrößerung des Spiralabstandes) steigt die Resonanzfrequenz an. Sie liegt in O-Mode immer oberhalb der Eigenfrequenz des einzelnen Kreises. Dies wird durch die Messungen (Kap. 5.5.2) bestätigt.

Für die π-Mode mit $\cos\mu = -1$ ergibt sich

$$\omega^2 = \omega_o^2 + \frac{4}{L_K C}$$

Alle Frequenzen ω liegen höher als die der einzelnen Kreise. Um aus der Gleichung für induktive und kapazitive Kopplung, mit dem in den beiden Termen vertauschten Verhältnissen von ω^2 und ω_o^2, einen überschaubaren Ausdruck für die jeweilige Frequenz der entsprechenden Moden zu erhalten, kann man die Näherung für schwache

Kopplung, d.h. für eine geringe Frequenzabweichung $\Delta\omega$ betrachten.

Für $\omega^2 = (\omega_o + \Delta\omega)^2$ ergibt die Halbspur der Vierpolmatrix

$$\cos\mu = 1 + 2\,\frac{\Delta\omega}{\omega_o}\cdot\left(\frac{C}{2C_K} - \frac{L_K}{2\left(L - \frac{L_K}{2}\right)}\right)$$

und für ω erhält man

$$\omega = \frac{\omega_o(\cos\mu - 1)}{\frac{C}{C_K} - \frac{L_K}{L - \frac{L_K}{2}}} + \omega_o \qquad (4.2.1.2)$$

mit

$$\omega_o^2 = \frac{1}{\left(L - \frac{L_K}{2}\right)\cdot C}$$

Mit dieser Gleichung (4.2.1.2) lassen sich die Frequenzen der einzelnen Moden bestimmen.

Aus der Frequenzaufspaltung zwischen O- und π-Mode erhält man mit

$$\gamma = \frac{\nu_o^2 - \nu_\pi^2}{\nu_o^2 + \nu_\pi^2} \qquad [16]$$

ein Maß für die elektromagnetische Kopplung zwischen den Schwingkreiskettengliedern. Diese Kopplungskonstante γ bzw. die Frequenzaufspaltung zwischen den einzelnen Moden sollte für einen Resonator mit mehreren Spiralen möglichst groß sein, damit durch äußere Störungen keine unerwünschten benachbarten Moden angeregt werden können. Außerdem erlaubt eine starke Kopplung genügend große Toleranzen beim Aufbau der Resonatoren, da eine Störung an einer Stelle durch die Kopplung der Felder auf den

gesamten Resonator wirkt. Bei kleiner Kopplung kann eine Störung eines Teils des Resonators, z.B. einer Spirale, deren Eigenfrequenz so verstimmen, daß der Restresonator kaum noch mitschwingt. Dies führt dann zu unterschiedlichen Amplituden in den Resonatorabschnitten (Unflatness).

Sowohl die Kopplungsinduktivität L_K als auch die Kopplungskapazität C_K zwischen den Spiralen sollten demnach für eine starke elektromagnetische Kopplung möglichst groß sein. Eine Erhöhung der Kopplung kann allerdings unter Umständen eine geringere Effektivität bewirken. So läßt sich z.B. durch lange Spiralrohre (archimedische Spiralen) die Kopplungsinduktivität erhöhen. Durch diese Anordnung erhält man eine große kapazitive Belastung zwischen benachbarten Spiralen, was zu einer Einbuße an Effektivität führt. Aus diesem Grund dürfte der Unterschied der Shuntimpedanz zwischen gekoppelten archimedischen und offenen Spiralen geringer sein als bei entsprechenden Einfachspiralen (Kap. 3).

Die induktive Kopplung zwischen den Spiralen ist im wesentlichen durch den Spiralenabstand bestimmt. Dieser ist für vorgegebene Teilchenenergie und feste Betriebsfrequenz festgelegt. Außerdem zeigen die Rechnungen und auch die Messungen (Kap. 5.2.2), daß die induktive Kopplungsänderung über den Spiralenabstand relativ gering ist im Gegensatz zur kapazitiven Kopplungsänderung durch die Driftrährenkapazitäten. Eine Erhöhung der induktiven Kopplung läßt sich noch durch eine gegensinnige Anordnung der Spiralen erreichen, wobei je nach Spiralgeometrie gleich- und gegensinnig durchflossene benachbarte Spiralrohre berücksichtigt werden müssen. Zusätzlich erhöht sich durch die gegensinnige Anordnung auch die Effektivität (Kap. 5.2.1).

Für einen Resonator mit starker Kopplung und hoher Effektivität sollten demnach die Spiralen gegensinnig angeordnet werden und der Abstand der Spiralrohre zum Außenleiter möglichst groß sein. Der Drifröhrenaußenradius und die Apertur sollten möglichst klein sein. Ein kleiner Beschleunigungsspalt führt zur Erhöhung des Transittimefaktors. Dies birgt jedoch die Gefahr von Überschlägen, großer statischer Frequenzverschiebung und Schwingungsanregung durch ponderomotorische Kräfte [15] . Letzteres gilt auch für einen kleinen Spiralrohrquerschnitt, der ebenfalls zur Erhöhung der Effektivität beitragen würde.

Beim Aufbau eines Resonators mit gekoppelten Spiralen muß die Wahl der Strukturparameter auf den geforderten Einsatz abgestimmt werden, wobei nach den vorgenannten Kriterien möglichst große Effektivität und starke Kopplung angestrebt wird.

4.2.2. Veranschaulichung der Kopplung mit Hilfe einer Ortskurvenbetrachtung

Zur Veranschaulichung der elektromagnetischen Kopplung zwischen Spiralen soll die Ortskurvendarstellung dienen. Die Ortskurve eines einzelnen, mit W abgeschlossenen Parallelresonanzkreises ist in der komplexen Widerstandsebene ein Kreis, die eines Serienresonanzkreises eine Gerade senkrecht zur W-Achse. Für das gewählte Ersatzschaltbild (Abb. 4.2.2 - 1) transformiert der Parallelkreis jB_p

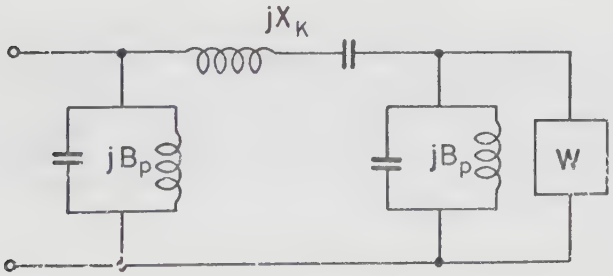


Abb. 4.2.2 - 1 Schaltbild zur Kopplung zweier Parallelkreise über einen Serienresonanzkreis

den Widerstand W nach Z_1 (Abb. 4.2.2 - 2). Der in Serie geschaltete Koppelblindwiderstand verschiebt Z_1 senkrecht nach oben zu Z_2. Für den Fall, daß die beiden Parallelresonanzkreise gleich sind (identische Spiralen), liegt Z_2 im Schnittpunkt mit dem Kreis durch W. Der zweite Parallelresonanzkreis transformiert dann Z_2 zurück auf W.

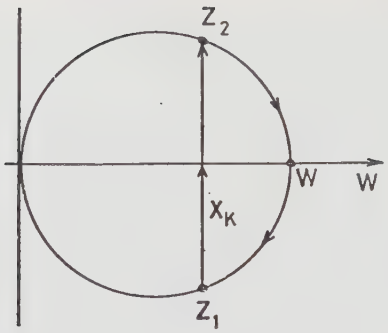


Abb. 4.2.2 - 2 Ortskurvendarstellung der Schaltung aus Abb. 4.2.2 - 1

Dies bedeutet, daß ein solcher Vierpol aus L- und C-Gliedern den Abschlußwiderstand an den Eingang transformiert, so daß eine angeschlossene Quelle im ganzen Frequenzbereich mit $W_i = W$ maximale Wirkleistung liefern kann. Dabei muß X_K doppelt so groß sein wie der Blindwiderstand X_1 des Z_1. Es gilt

$$Z_1 = R_1 + jX_1 = \frac{1}{\frac{1}{R} + jB_p} = \frac{R}{1 + (R \cdot B_p)^2} - j\,\frac{R^2 B_p}{1+(R \cdot B_p)^2}$$

$$X_K = 2X_1 = \frac{2R^2 B_p}{1 + (R \cdot B_p)^2} \qquad \text{mit} \quad B_p = \omega C - \frac{1}{\omega L}$$

Trägt man X_K gegenüber der Frequenz auf, so erhält man folgende Kurve in Abb. 4.2.2 - 3.

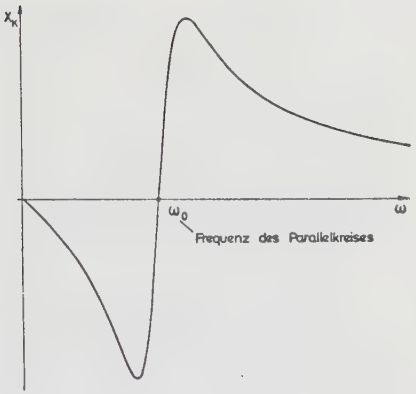


Abb. 4.2.2 - 3 Koppelblindwiderstände X_K, für die bei entsprechenden Frequenzen die Dämpfung Null wird.

Für jede beliebige Frequenz, bei der die Dämpfung Null wird (Resonanz), muß der Koppelblindwiderstand X_K einen anderen Wert annehmen. Dies läßt sich mit Blindwiderständen jedoch nicht realisieren.
Man kann drei Kopplungsgrade unterscheiden (Abb. 4.2.2 - 4):

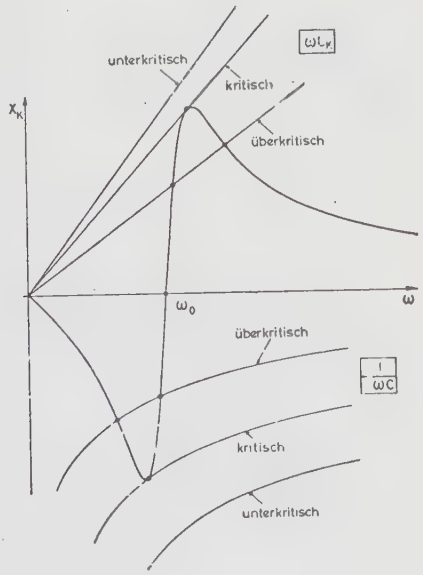


Abb. 4.2.2 - 4 Kopplungsgrade bei induktiver und kapazitiver Kopplung zweier Parallelkreise

1.) Die unterkritische Kopplung, bei der es keinen Schnittpunkt mit der theoretischen Kurve gibt und bei der die Dämpfung nicht Null wird (keine Resonanz).
2.) Die kritische Kopplung, die nur einen einzigen Berührungspunkt aufweist, sie liefert eine ausgezeichnete Resonanzfrequenz. Diesen Kopplungsgrad gilt es z.B. bei der Konstruktion von Splitringresonatoren zu vermeiden, da es bei bestimmtem Längenverhältnis von Splitringfuß und -armen dazu kommen kann, daß O-Mode und π-Mode zu dicht beieinander liegen oder sogar die gleiche Frequenz besitzen.
3.) Die überkritische Kopplung, die bei zwei gekoppelten Resonanzkreisen zwei bzw. drei ausgezeichnete Resonanzfrequenzen liefert, je nachdem ob es sich um eine reine kapazitive bzw. induktive Kopplung handelt oder um eine gemischte Kopplung (dritter Resonanzkreis). Bei den untersuchten Beschleunigungsresonatoren liegt immer eine überkritische Kopplung vor.

Im folgenden Kapitel soll die Frequenzaufspaltung zwischen O- und π-Mode, aus der sich die Kopplung bestimmen läßt, am Beispiel von zwei Spiralen berechnet werden.

4.3 Berechnung der Frequenzaufspaltung gekoppelter Spiralen

Mit Hilfe der in Kapitel 4.2.1 aus der Vierpoltheorie entwickelten Gleichung 4.2.1.2 werden im folgenden für zwei offene Spiralen die Frequenzen von O- und π-Mode in Abhängigkeit vom Spiralabstand bei unterschiedlichen Gapweiten berechnet.

Maßgebend für die Frequenzen der Moden sind neben der Kopplung die Eigenfrequenzen der einzelnen Spiralen.

Für die Berechnung der Induktivität bzw. Kapazität des Spiralrohres zum Außenleiter wird eine Näherungsgleichung für einen geraden Leiter in der Nähe einer unendlich ausgedehnten Wand benutzt, da das Rohr bis auf den Fuß und den Übergang zur Driftröhre parallel zum Außenleiter verläuft. Berücksichtigt man Strom- bzw. Spannungsverteilung (Kap.3), so erhält man die sogenannten dynamischen Induktivitäten bzw. Kapazitäten [19, 20] mit

$$L = 2 \cdot l \cdot \ln \cdot \frac{h}{b}$$

und

$$C = \frac{1}{6 \cdot \ln \cdot \frac{h}{b}}$$

dabei ist:

- l = Länge des Spiralrohres
- h = Abstand des Spiralrohres zum Außenleiter
- b = Parameter des Rohrquerschnittes (für kreisförmigen Querschnitt gilt der Radius, für quadratischen die Kantenlänge)

Zur Berücksichtigung der Kapazität zwischen Spiraldriftröhre und Außenleiter für die Eigenfrequenz der Spirale dient die Gleichung

$$C = \frac{l_D}{2 \ln \frac{r_a}{r_i}}$$ für konzentrische Kabel mit

l_D = Länge der Driftröhre, r_a = Tankradius,
r_i = Driftröhrenradius

Für die Koppelkapazität C_K zwischen den Driftröhren wird eine Näherung für Kreisplattenkondensatoren gewählt, wobei die Terme, die die Dicke der Kreisplatten berücksichtigen, vernachlässigt werden, da dieser Bereich im wesentlichen die Kapazität zur Resonatorwand darstellt (Eigenfrequenz der Spirale) und keinen nennenswerten Einfluß auf die kapazitive Kopplung hat (kleine Gapweiten).

Für die Koppelkapazität erhält man

$$C_K = \frac{r_2^2 - r_1^2}{4g} + \frac{r_2 - r_1}{4\pi} \left(\ln \frac{16\pi(r_2 - r_1)}{g} + 1\right)$$

mit r_2 = Außenradius der Driftröhre, r_1 = Aperturradius, g = Gapweite.

Zur Bestimmung der Kopplungsinduktivität zwischen den Spiralen wird die Gleichung

$$L_K = l \ln \frac{2h}{2b\left(\sqrt{1+\left(\frac{2h}{a}\right)^2}\right)}$$ (a = Spiralenabstand)

für zwei gerade Leiter gegenüber einer unendlich ausgedehnten leitenden Wand benutzt.

Mit Hilfe der Gleichung (4.2.1.2) wird die Frequenzaufspaltung zweier offener Spiralen mit gleichen Parametern in Abhängigkeit vom Spiralabstand a bei konstanten Gapweiten berechnet. Abb. 4.3 - 1 zeigt die gerechneten Kurven der gleichsinnig in einem kreisförmigen Außenleiter Ø = 500 mm angeordneten Spiralen.

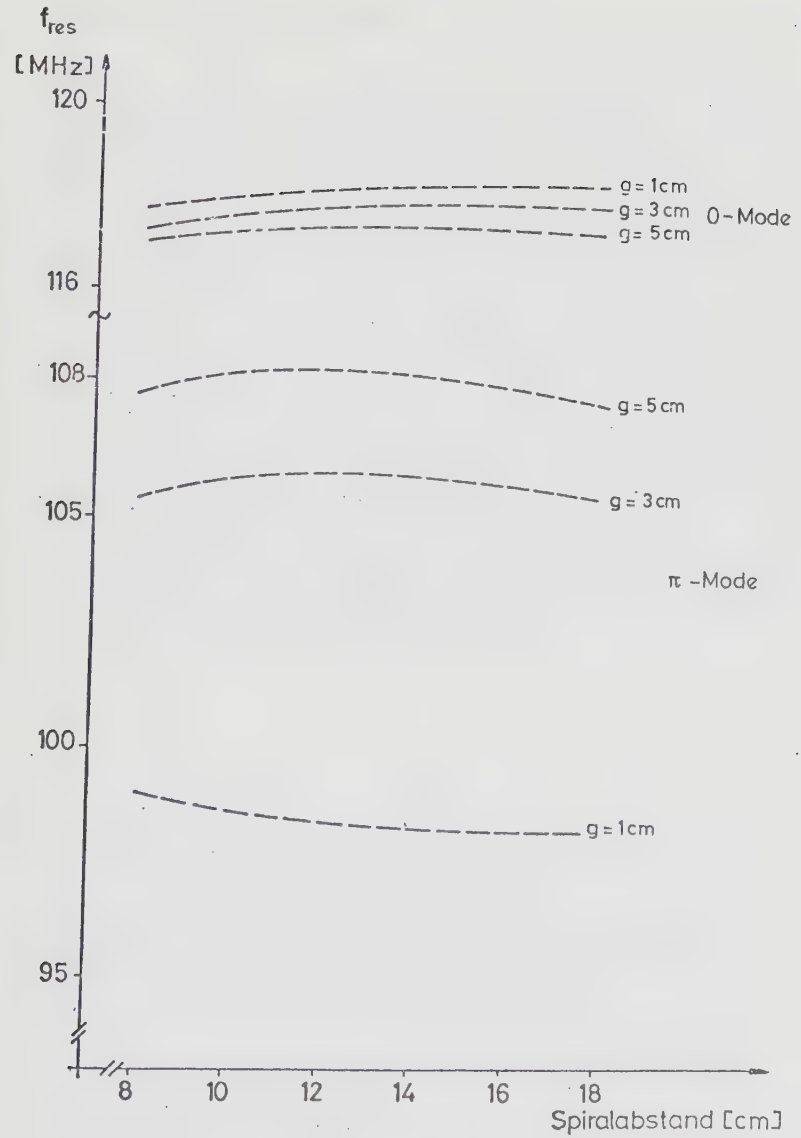


Abb. 4.3 - 1 Gerechnete Frequenzaufspaltung für zwei gekoppelte offene Spiralen in Abhängigkeit vom Spiralabstand (g = const.); gleichsinnige Anordnung der Spiralen

Die Eigenfrequenz der einzelnen Spirale beträgt nach den Rechnungen 110.2 MHz.

Für die O-Mode zeigt sich ein schwacher Anstieg der Frequenz bei zunehmendem Spiralabstand. Bei Änderung der Gapweite sollte sich keine Frequenzaufspaltung zeigen, da die Driftröhren in O-Mode auf gleichem Potential liegen. Die dennoch auftretende geringe Aufspaltung rührt daher, daß die Längenänderung des Spiralrohres (Außenleiter - Spiraldriftröhrenende) bei der Änderung der Gapweite (a = const.) berücksichtigt wurde.

In π-Mode erhält man eine geringe Frequenzerniedrigung mit wachsendem Spiralabstand (entgegengesetzter Stromfluß in benachbarten Spiralrohren). Die Frequenzaufspaltung durch die Gapweitenänderung in π-Mode ist dagegen sehr groß, d.h. eine starke Kopplungsänderung läßt sich im wesentlichen durch die Koppelkapazitäten erreichen. Vergleichende Messungen, die dieses Verhalten bestätigen, sind in Kapitel 5.2.2 beschrieben.

5. Messungen und Ergebnisse

Die Untersuchungen an Einfachspiralresonatoren in den letzten Jahren am Institut [7, 21] führten zu einsatzfähigen Prototypen, die als Schwerionennachbeschleuniger, als Einschußmaschinen für Synchrotrons für unterschiedliche Masse - Ladungs - Verhältnisse sowie als Buncher und Rebuncher eingesetzt werden können.

Im folgenden werden Untersuchungen auf Meßsenderniveau und Hochleistungstests sowohl an Einfachspiralresonatoren als auch an Strukturen mit gekoppelten Spiralen beschrieben.

Die Messungen an Einfachspiralen zielten auf den Einsatz dieser Resonatoren als Buncher für das Nachbeschleunigerprojekt im Institut für Kernphysik in Frankfurt am Main und am Unilac der GSI ab.

Die Untersuchungen an gekoppelten Spiralen hatten einen möglichst effektiven und betriebsstabilen 3-fach-Spiralresonator als Nachbeschleunigersektion zum Ziel.

5.1 Untersuchungen an Einfachspiralresonatoren

Einfachspiralen sind als Buncher wegen ihrer hohen Flexibilität besonders gut geeignet. Außerdem lassen sie sich sowohl bei niedrigen Leistungspegeln (<0,2 kW) als auch bei höheren (~50 kW, 25% ED) problemlos betreiben. Der stabile Betrieb bei hohen Feldpegeln erfordert eine möglichst kleine statische Frequenzverschiebung ($-\Delta f$ <0,2 kHz/kW), die nur durch geeignete Spiralgeometrie und Spiralrohrwandstärke erreicht werden kann. Diese Maßnahmen führen jedoch zu einer Abnahme der Shuntimpedanz bis zu 50%.

Im folgenden sind Messungen auf Meßsenderniveau beschrieben, die den Einfluß verschiedener Geometrieparameter auf die Effektivität von Einzelspiralen zeigen. Es wurden dabei Spiralen mit sehr großem Windungsabstand (offene Spiralen mit nur etwa einer Windung) und relativ eng gewickelte archimedische Spiralen (s = 40 mm, d = 20 mm) untersucht und miteinander verglichen.

Die Idee der offenen Spirale war, die Kräfte zwischen den einzelnen Windungen zu verringern, um zu kleineren statischen Frequenzverschiebungen zu gelangen. Durch geeignete Wahl der Spiralgröße und des Windungsabstandes ist es möglich, daß die Spirale praktisch nur eine Windung hat, so daß parallele stromführende Leiter vermieden werden.

Zur Bestimmung der Effektivität der Resonatoren wurden Störkörpermessungen auf Meßsenderniveau durchgeführt. Auf die Störkörpertheorie [10] wird hier nicht näher eingegangen, sondern nur kurz der Meßaufbau skizziert.

5.1.1 Meßaufbau für Störköpermessungen

Bei den Messungen werden mit geeichten Teflonkugeln (~20 - 230 mm^3) die elektrischen Felder auf der Strahlachse bestimmt. Dabei wird ausgenutzt, daß durch das Einbringen des Probekörpers in das elektrische Feld auf der Beschleunigungsachse eine Frequenzverstimmung des Resonators verursacht wird. Diese relative Änderung der Resonanzfrequenz ist dabei gleich der relativen Änderung des Gesamtenergieinhaltes des Resonators.

Für Probekörper, die klein gegenüber den Resonatorabmessungen sind, ist die Frequenzänderung proportional zur gesamten gespeicherten Energie.

Für die Gesamtenergie w erhält man aus der allgemeinen Gütedefintion für Resonatoren

$$w = \frac{Q \cdot N}{2\pi \cdot f_o}$$

Q = Güte des Resonators
N = eingespeiste Verlustleistung
f = Resonanzfrequenz

Man erhält so die elektrische Feldstärke in der von Leistung und Güte unabhängigen Form als Geometriegröße:

$$\frac{E}{\sqrt{N \cdot Q}}$$

Der Resonator wird über eine Sonde an den Meßsender angekoppelt. Über eine zweite Sonde wird das Phasen- bzw. Amplitudensignal mit einem Vektorvoltmeter gemessen, da jede Frequenzänderung des Senders bzw. des Resonators einer Änderung ihrer Phasenbeziehung entspricht.

Das Analogsignal wird an den Y-Eingang eines XY-Schreibers angelegt. Die Spannung von einem Zehnfachpotentiometer, das direkt mit dem Motor gekoppelt ist, der den Faden antreibt, bestimmt direkt die Position des Störkörpers. Durch zusätzliche Messungen der Länge und Güte der Resonatoren können aus den aufgenommenen Störkörperkurven direkt die charakteristischen Größen bestimmt werden.

Die Güte erhält man direkt aus dem Spannungsverlauf an der Sonde in Abhängigkeit von der Generatorfrequenz aus der Breite $\Delta\omega$ der Resonanzkurve an der Stelle $1/\sqrt{2}$ (3dB) mit

$$Q = \frac{\omega_Q}{\Delta\omega}$$

Es handelt sich dabei um die reine "unbelastete" Resonatorgüte, d.h. Sender und Resonator müssen bei der Messung weitgehend entkoppelt sein (Ankopplung $<$ 3dB),

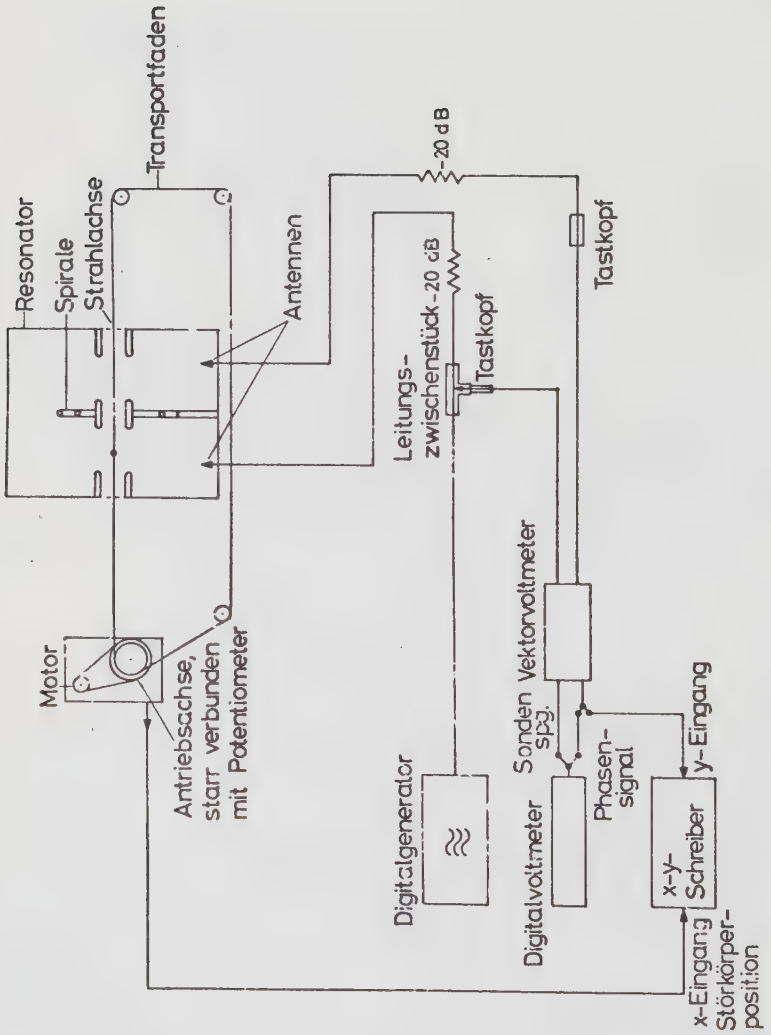


Abb. 5.1.1 - 1 Meßaufbau zur Bestimmung der Feldstärke E_z auf der Achse

andernfalls muß die Güte von Sender und Ankoppelleitung mit berücksichtigt werden.

Abb. 5.1.1 - 1 zeigt den schematischen Aufbau des Meßstandes.

5.1.2 Der Einfluß unterschiedlicher Rohrquerschnittsformen sowie der Spiralformen auf die Effektivität

Die untersuchten Spiralen hatten neben der offenen und archimedischen Form auch verschiedene Rohrquerschnittsformen, und bei zwei sonst identischen Spiralen sollte der Einfluß des Überganges zwischen Spirale und Driftröhre auf die Effektivität geprüft werden.

Von den fünf Spiralen mit verschiedenen Querschnittsformen hatten drei einen relativ kleinen Windungsabstand (s = 40 mm, d = 20 mm) und zwei eine offene Form.

Der Spiralenaußenleiter (HF-Tank) aus Kupfer mit einem Durchmesser D = 350 mm war mit verschiebbaren Cu-Blenden abgeschlossen.

Die Blendendriftröhren hatten eine Länge von DL = 30 mm und Durchmesser $\varnothing_{außen}$ = 40 mm, $\varnothing_{innen}$ = 20 mm. Die archimedischen Spiralen 1 und 2 waren bis auf den Übergang zwischen Spiralrohr und Driftröhre und die Spiralrohrlänge völlig identisch. Das Spiralrohr besaß einen Durchmesser von $\varnothing$ = 20 mm. Bei Spirale 3 handelte es sich ebenfalls um eine archimedische Spirale, jedoch mit rechteckigem Rohrquerschnitt von 20 x 10 mm, wobei die breite Seite in Achsenrichtung zeigte. Die Spiralen 4 und 5 hatten eine offene Form. Spirale 4 war aus Cu gefräst mit einem Spiralrohrdurchmesser von $\varnothing$ = 15 mm. Spirale 5 war aus Cu-Rechteckrohr 15 x 15 mm gebogen.

Abb. 5.1.2 - 1 zeigt die untersuchten Spiralen.

Spirale 1

Rohrdurchmesser
Ø = 20 mm
gefräst

Spirale 2

Rohrdurchmesser
Ø = 20 mm
gefräst

Spirale 3

Rohrquerschnitt
20 x 10 mm
gefräst

Spirale 4

Rohrdurchmesser
Ø = 15 mm
gefräst

Spirale 5

Rohrquerschnitt
15 x 15 mm
gebogen

Abb. 5.1.2 - 1 Zusammenstellung der Spiralen, die bei den Störkörpermessungen verwendet wurden

Bei den Messungen wurden jeweils die Feldverteilung E^2 auf der Strahlachse bei Gapweiten von 20, 30, 50 und 70 mm aufgenommen und die Resonanzfrequenzen, Gütewerte, Shuntimpedanzen η_o und η_{eff} sowie die RP-Werte bestimmt und miteinander verglichen. In Tabelle 5.1.2.-I sind die Ergebnisse dieser Messungen zusammengestellt.

Man sieht, daß neben der Spiralrohrlänge die Größe des Beschleunigungsspaltes im wesentlichen für die Resonanzfrequenz verantwortlich ist (kapazitive Belastung der Spirale). Abstandsänderungen von 1 mm ergaben Frequenzänderungen von ~0.2 MHz. Die Gütewerte stiegen erwartungsgemäß mit zunehmender Tanklänge an und lagen bei den Messungen zwischen 3300 und 4300.

Die Shuntimpedanz- und RP-Werte wurden mit zunehmender Gapweite kleiner. Bei den untersuchten Strukturen betrug die Abnahme ca. 30% bei einer Vergrößerung des Driftröhrenabstandes von 20 mm auf 70 mm. In der Abbildung 5.1.2 - 2 sind die RP-Werte gegen die Eintrittsenergie der Spiralen 1 und 2 aufgetragen. Es zeigt sich dabei, daß die Art des Überganges zwischen Spiralrohr und Driftröhre praktisch keinen Einfluß auf die charakteristischen Größen der Beschleunigungsstruktur hat und deshalb bei der Konstruktion unkritisch ist.

Spirale 3 mit rechteckigem Rohrquerschnitt wies etwas schlechtere Werte auf als die Spiralen 1 und 2.Dies ist auf die größere Kapazität zu den Blenden von rechteckigen Spiralrohrquerschnitten gegenüber kreisförmigen zurückzuführen. Der Unterschied wird jedoch mit wachsendem Abstand geringer.

Die niedrigere Resonanzfrequenz von Spirale 3 gegenüber Spirale 1 weist ebenfalls auf diesen kapazitiven Effekt zu den Abschlußblenden hin, denn die Spiralrohrlänge war bei beiden gleich.

Weiterhin zeigen die Messungen, daß die Shuntimpedanz der offenen Spiralen 4 und 5 um 10 - 15% kleiner ist als die der archimedischen bei gleichen Driftröhrenabständen.

Tabelle 5.1.2-I
Zusammenstellung der Meßergebnisse der untersuchten Spiralen

	TANKLÄNGE [mm]	GAPWEITE [mm]	f_{res} [MHz]	GÜTE Q	η_0 $\frac{M\Omega}{m}$	η_{eff} $\frac{M\Omega}{m}$	R_{P_0} MΩ	$R_{P_{eff}}$ MΩ	T_{opt} $\frac{MeV}{N}$
1.	120	20	79.024	3592	41,6	29,8	5,0	3,6	0,35
	140	30	81.757	3858	40,4	28,4	5,7	4,0	0,60
	180	50	85.425	4107	33,2	21,6	6,0	3,9	1,15
	220	70	87.801	4283	33,4	19,5	7,4	4,3	2,15
2.	120	20	74.798	3479	40,6	29,3	4,9	3,5	0,3
	140	30	77.718	3454	39,9	28,1	5,6	3,9	0,55
	180	50	81.570	3691	35,4	23,0	6,4	4,1	1,1
	220	70	83.959	3782	33,9	20,2	7,5	4,5	2,05
3.	120	20	77.235	3392	37,8	24,3	4,5	2,9	0,25
	140	30	80.075	3422	35,6	23,2	5,0	3,2	0,4
	180	50	84.058	3707	33,1	19,8	5,9	3,5	0,9
	220	70	86.649	3851	33,3	18,5	6,8	3,9	1,2
4.	120	20	105.853	3471	35,9	24,4	4,3	2,9	0,5
	140	30	109.159	3663	34,5	23,1	4,8	3,2	0,8
	160	40	111.761	3738	31,9	20,2	5,1	3,2	1,25
	180	50	113.508	3626	28,3	16,9	5,1	3,1	1,8
	220	70	116.346	3891	26,7	13,8	5,8	3,0	3,1
5.	120	20	108.998	3253	35,3	25,1	4,2	3,0	0,6
	140	30	112.361	3696	32,2	21,2	4,5	2,3	0,9
	180	50	116.909	4131	28,8	17,1	5,2	3,0	1,8
	220	70	119.588	4301	25,9	13,3	5,7	2,9	3,0

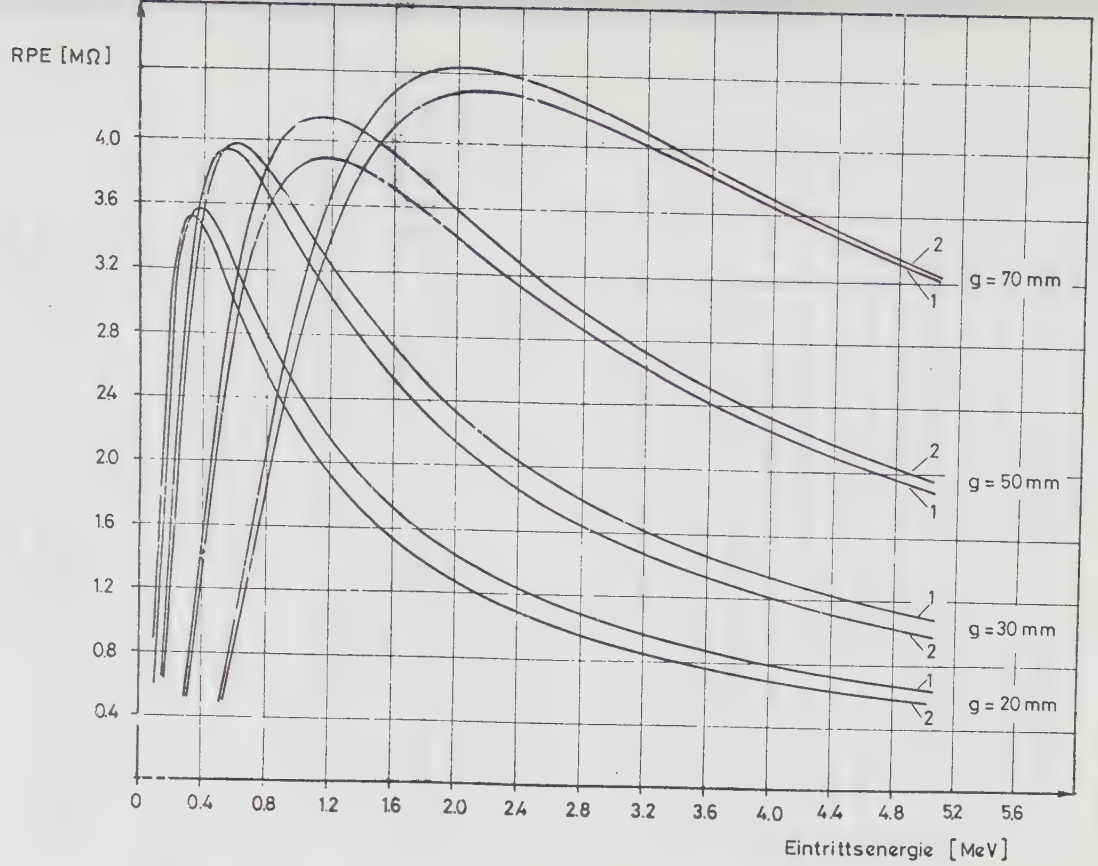
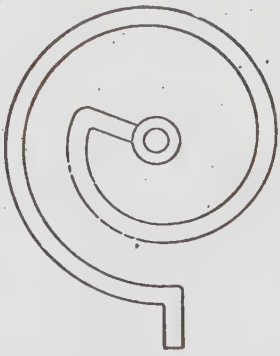


Abb. 5.1.2 - 2 Vergleich der RPE-Werte von Spirale 1 und 2 bei verschiedenen Gapweiten

Dieser Vergleich hinsichtlich der Effektivität zwischen offenen und archimedischen Spiralen kann jedoch nur einen Hinweis liefern, da die untersuchten Spiralen unterschiedliche Rohrquerschnittsformen besitzen.

Um genauere Aussagen machen zu können, wurden zusätzlich Störkörpermessungen an einer archimedischen Spirale (Nr. 6) und einer offenen (Nr. 7) durchgeführt. Die Parameter der Spiralen waren identisch. Der lichte Windungsabstand der archimedischen Spirale betrug s = 11 mm. Abb. 5.1.2 - 3 zeigt die beiden Spiralen. In Tabelle 5.1.2 - II sind die Meßergebnisse zusammengefaßt. Interessant ist die nahezu gleiche Resonanzfrequenz bei unterschiedlicher Spiralrohrlänge. Bei offener Form verkürzt sich die Spiralrohrlänge gegenüber der archimedischen aufgrund der kleineren kapazitiven Belastung zwischen den Windungen. Dieser Effekt ist schon von der Wendel her bekannt [17].

Spirale 6



Spirale 7

Rohrdurchmesser Ø = 12 mm
Driftröhre $Ø_a$ = 30 mm
$Ø_i$ = 15 mm
l = 28 mm

Ø = 12 mm
$Ø_a$ = 30 mm
$Ø_i$ = 15 mm
l = 28 mm

Abb. 5.1.2 - 3 Spiralen für Zusatzmessung

Tabelle 5.1.2-II Zusammenstellung der Meßergebnisse der untersuchten Spiralen (6) und (7)

	TANKLÄNGE [mm]	GAPWEITE [mm]	f_{res} [MHz]	GÜTE Q	η_0 $\frac{M\Omega}{m}$	η_{eff} $\frac{M\Omega}{m}$	R_{P_0} MΩ	$R_{P_{eff}}$ MΩ	T_{opt} $\frac{MeV}{N}$
6.	94	11	86.383	2170	42,8	32,8	4,0	3,1	0,4
	160	44	96.107	2700	40,1	26,3	6,4	4,2	1,3
	200	64	98.324	2731	31,1	18,0	6,2	3,6	2,05
7.	94	11	88.458	2190	30,5	23,3	2,9	2,2	0,4
	160	44	97.248	2724	27,5	17,7	4,4	2,8	1,3
	200	64	99.810	2844	24,4	14,2	4,9	2,8	2,15

Die Abb. 5.1.2 - 4 gibt die Rp-Werte in Abhängigkeit von der Eintrittsenergie der Teilchen bei verschiedenen Tanklängen wieder. Die Werte der archimedischen Spirale liegen um etwa 35% höher als die der offenen Form. Auch hier zeigt sich, daß diese Unterschiede mit zunehmendem Driftröhrenabstand geringer werden.

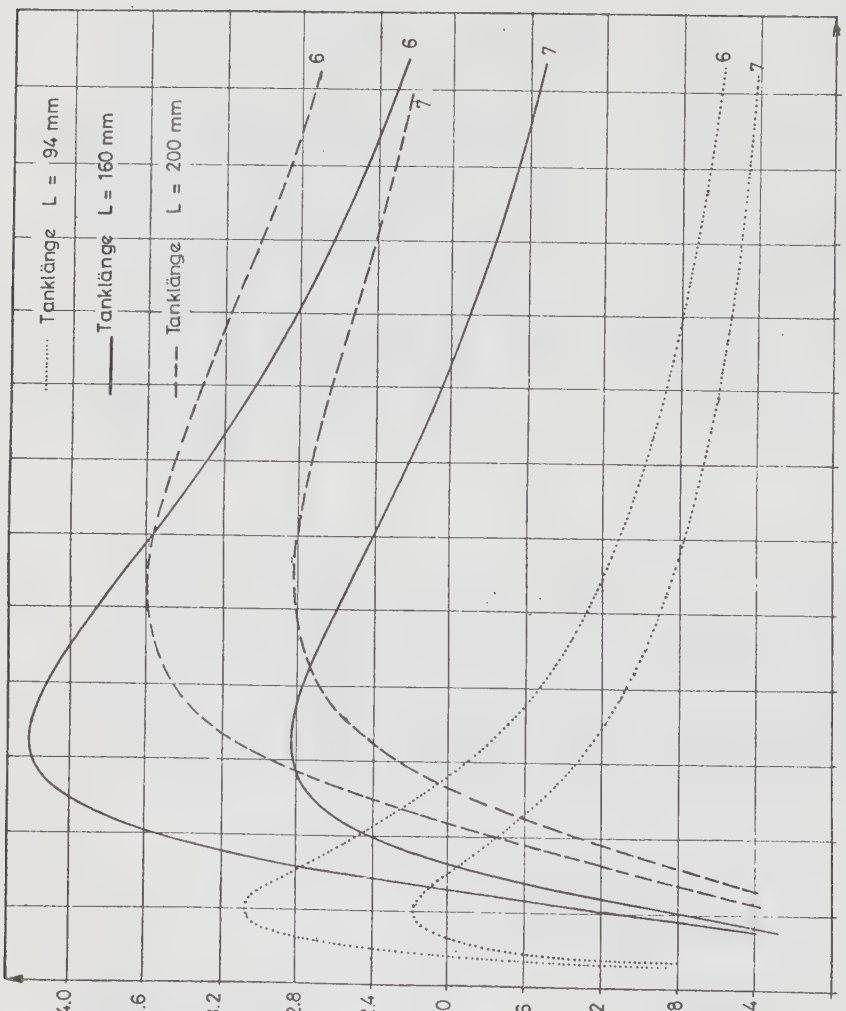


Abb. 5.1.2 - 4 RP-Werte in Abhängigkeit von der Teilchenenergie einer archimedischen (6) und einer offenen Spirale (7) bei verschiedenen Tanklängen und -weiten

Die geringere Effektivität einer offenen Spirale gegenüber einer archimedischen wird auch durch entsprechende Rechnungen bestätigt [12]. Die Kurven in Abb. 5.1.2 - 5 geben die Rp-Werte einer Spirale (d = 10 mm) als Funktion des Windungsabstandes wieder. Die Effektivität wächst rasch mit zunehmendem Windungsabstand bis zu einem Maximum (s/d ~2) und fällt dann relativ flach ab. Trotz der daraus resultierenden geringeren Effektivität offener Spiralen sollte die Anregung von Schwingungen durch ponderomotorische Kräfte geringer sein, da die dafür verantwortlichen elektromagnetischen Kräfte [15] zwischen den Spiralwindungen kleiner sind als bei eng gewickelten archimedischen Spiralen.

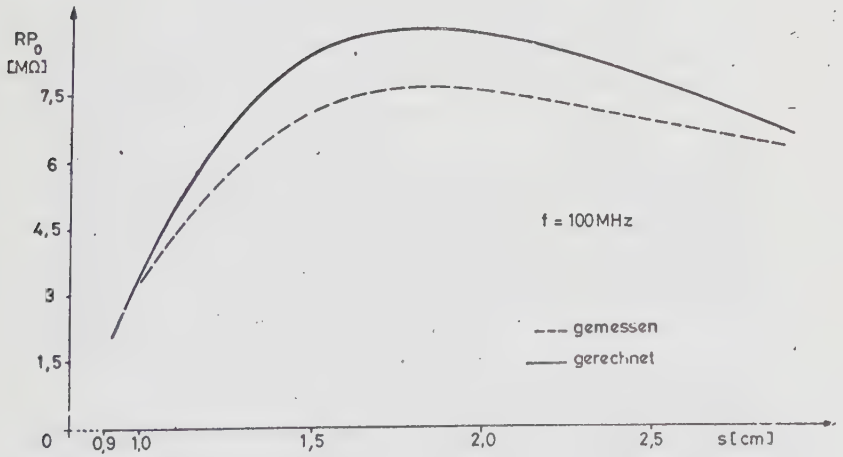


Abb. 5.1.2 - 5 RP-Werte in Abhängigkeit vom Windungsabstand bei Spiralen

Um diese Effekte der Schwingungsanregung und der statischen Frequenzverschiebung zu studieren, wurden Messungen bei hohen Leistungspegeln durchgeführt. Außerdem sollte das Betriebsverhalten verkupferter Edelstahlaußenleiter getestet werden (bei allen vorherigen Tests waren es Cu-Tanks), die für den Einsatz als Buncherresonatoren bei der GSI vorgesehen waren. Zunächst wird der Meßaufbau für derartige Hochleistungstests, danach der Aufbau und das Verhalten eines Testresonators mit einer offenen Spirale beschrieben.

5.1.3 Aufbau für Messungen bei hohen Leistungen

Für die Hochleistungsmessungen wurde ein Hochfrequenzsender der Firma Herfurth benutzt, der bei 100% ED (Einschaltdauer) 100 kW und im Pulsbetrieb bei 25% ED bis zu 200 kW Hochfrequenzleistung abgeben kann. Ein Pulsgenerator sorgt für die entsprechende Pulsfrequenz und Pulslänge. Auf diese Weise läßt sich das gewünschte Tastverhältnis einstellen. Zur Aufnahme mechanischer Anregungsspektren kann bei kontinuierlicher Variation der Pulsfolgefrequenz das Tastverhältnis automatisch konstant gehalten werden. Der Sender wird mit einem quarzstabilisierten Frequenzgenerator (Signalgenerator) angesteuert und arbeitet bei einer Frequenz von 108.5 MHz. Die eingebaute Regelung mit einer Bandbreite von ca. 20 kHz regelt das Vorlaufsignal auf der Senderleitung bzw. das Sondensignal des Resonators. Das Vor- und Rücklaufsignal wird über ein Reflektometer von der 50 Ω - Senderleitung abgenommen und über zwei Mixer (DBM) einer Anpassungsanzeige zugeführt. So kann über den Signalgenerator optimale Anpassung erreicht werden, indem das Rücklaufsignal auf ein Minimum eingeregelt wird.

Die Phasenlage zwischen Sondensignal und Vorlaufsignal bzw. Signalgenerator wird ebenfalls mit einem Oszillographen kontrolliert. Für das Vakuum in den Resonatoren sorgen Turbo- und Ionengetterpumpen. Eine Sicherheitsschaltung, die an ein Druckanzeigegerät am Bedienungspult angeschlossen ist, schaltet den Sender bei Drucken $< 10^{-5}$ Torr ab.

Die zugeführte Hochfrequenzleistung kann über das Signal einer geeichten Sonde im Resonator bzw. die Spannung auf der Senderleitung und thermisch über die Kühlwassertemperatur und die Durchflußmenge bestimmt werden.

Die Eichung der Sonde läßt sich auf Meßsenderniveau durchführen, da die Feldverteilung im Resonator unabhängig von der Amplitude der zugeführten Verlustleistung ist.

Die Hochfrequenzankopplung erfolgte bei allen getesteten Resonatoren über drehbare wassergekühlte Schleifen mit Keramikdurchführungen. Mit den Ankoppelschleifen wurden Anpassungsdämpfungen > 60 dB erreicht. Für die Feineinstellung der Resonanzfrequenz sorgten motorgetriebene Tauchkolben, die durch kapazitive Belastung der Struktur einen Frequenzhub von $\pm$ 1 MHz ermöglichten.

Abb. 5.1.3 - 1 zeigt den schematischen Aufbau des Hochleistungsmeßstandes.

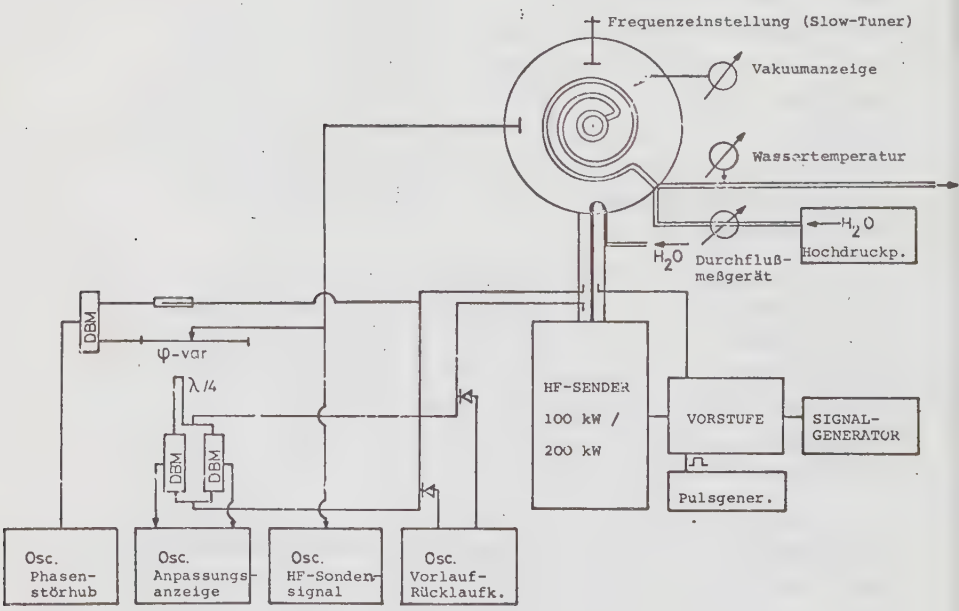


Abb. 5.1.3 - 1 Schematischer Aufbau des HF-Teststandes

5.1.4 Testresonator mit einer offenen Spirale

Beim Einsatz als Beschleuniger wird neben einer hohen Effektivität in erster Linie auf ein sicheres Betriebsverhalten Wert gelegt. Unter anderem (thermische Frequenzdrift, Überschläge) gilt es, Schwingungsanregungen (Pulsbetrieb der Resonatoren) und statische Frequenzverschiebungen zu vermeiden bzw. möglichst klein zu halten, die durch ponderomotorische Kräfte zwischen Spiralwindungen und Driftröhren hervorgerufen werden können. In den letzten Jahren wurden an unserem Institut in dieser Hinsicht eingehende Messungen an archimedischen Spiralen bei hohen Leistungspegeln durchgeführt [7]. Obwohl bei Untersuchungen auf Meßsenderniveau offene Spiralen eine geringere Effektivität aufweisen als entsprechende archimedische, erwartet man bei offenen Spiralen (großer Windungsabstand bzw. nur eine Windung und kürzere Spiralrohre) eine höhere Stabilität. Aus diesem Grunde wurde eine offene Testspirale im Hochleistungsbetrieb untersucht. Um das Verhalten der Einfachspirale mit gekoppelten vergleichen zu können, wurden später die gekoppelten Spiralen in den gleichen Tank eingebaut (Kap. 5.3). Bei allen bisherigen Tests waren die Außenleiter aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit aus Kupfer. Da die für die GSI geplanten Buncherspiralen in Edelstahltanks eingebaut werden sollten, wurde die offene Spirale in einem verkupferten Edelstahltank getestet, um das thermische Verhalten zu studieren.

Der Resonator hat einen Durchmesser von Ø = 350 mm und eine Länge von L = 200 mm. Zur Befestigung der Spirale bzw. der drei gekoppelten Spiralen wurde eine mit drei Bohrungen Ø = 20 mm versehene 25 mm dicke Stahlplatte in die Tankwand geschweißt. Die offene Testspirale wurde aus Cu-Rohr Ø = 12 mm (Wandstärke 1 mm) mit eingelegtem Cu-Rohr Ø = 8 mm zur Kühlwasserrückführung mit einer Biegevorrichtung (Abb. 5.1.4 - 1) gebogen. Die Spirale

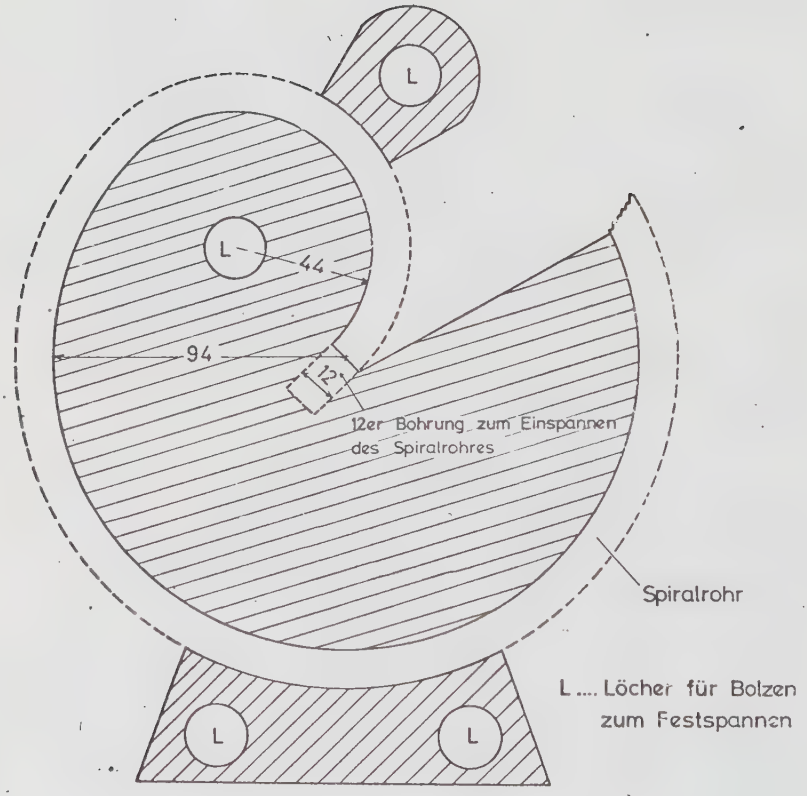


Abb. 5.1.4 - 1 Biegevorrichtung für offene Spiralen

entsteht dabei aus zwei ineinander übergehende Radien, einem 180° Bogen mit einem mittleren Radius von 50 mm und einem Bogen von ca. 270° und einem mittleren Radius von 100 mm. Die Form mit festem Radius bei der offenen Spirale hat im Gegensatz zur archimedischen Spiralenform den Vorteil, daß beim Kürzen des Spiralrohres zur Frequenzabstimmung die Spiralfußhöhe unverändert bleibt und somit bei gegebenem Spiralradius und Tankdurchmesser von Anfang an festgelegt werden kann. Der relativ kleine Spiralrohrdurchmesser von 12 mm wurde gewählt, um schon bei niedrigen Leistungen eine meßbare statische Frequenzverschiebung zu erhalten. Bei hohen Leistungen würden die Messungen durch eine zu große thermische Frequenzdrift überlagert, die durch die starke Erwärmung des gesamten Resonators hervorgerufen wird.

Der konische Fuß der Spirale wurde aus Cu-Vollmaterial gedreht und mit einer Innenbohrung von 12 mm zur Kühlung versehen. Die Vakuumdichtung des Fußes erfolgte im Innern des Hochleistungstanks mit einem Vitonring. Die gekühlte Driftröhre der Spirale hatte eine Länge von DL = 44 mm. Der Außendurchmesser betrug Ø = 40 mm mit einer Apertur von 20 mm. Die wassergekühlten Blendendriftröhren besaßen eine Länge von DL = 45 mm, was Gapweiten von g = 33 mm ergab. Die Driftröhren waren in die abnehmbaren Tankdeckel eingeschraubt, um sie einmal beim späteren Einsatz des Resonators problemlos gegen kürzere Driftröhren auszutauschen, zum anderen war es auf diese Weise möglich, bei fertig gelöteter Spirale durch Abdrehen bzw. Zwischenlegen von Scheiben die Resonanzfrequenz noch nachträglich zu korrigieren.

Abb. 5.1.4 - 2 zeigt den geöffneten Resonator auf dem Hochleistungsmeßstand. Mit einer drehbaren Schleife, die sich schon in vorangegangenen Tests [7] bewährt hatte, wurde die Leistung in den Resonator eingekoppelt. Durch Drehen der Schleife läßt sich optimale Anpassung erreichen (> 60 dB).

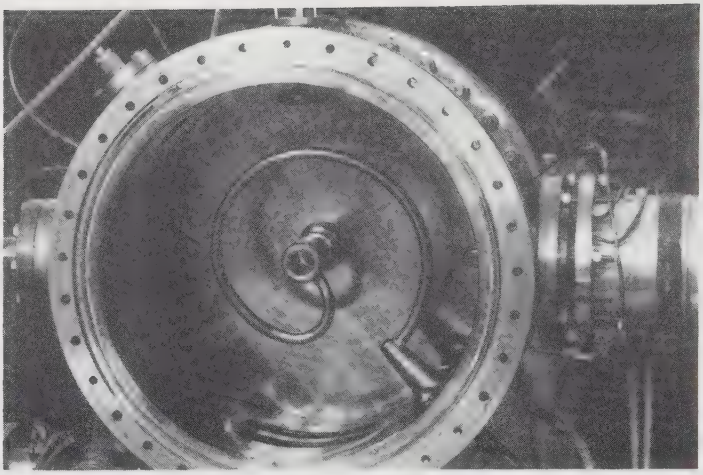


Abb. 5.1.4 - 2 Geöffneter Einfachspiralresonator auf dem Hochleistungsmeßstand

Mit Hilfe der Störkörpermethode wurde die E_z^2-Verteilung auf der Strahlachse gemessern und anschließend wurden daraus die charakteristischen Größen bestimmt.

Bei einer Güte von 3849 ergaben sich Werte von η_o = 28.4 MΩ/m, η_{eff} = 19.1 MΩ/m, RP_o = 5.0 MΩ, RP_{eff} = 3.9 MΩ. In Abb. 5.1.4 - 3 ist die effektive Shuntimpedanz in Abhängigkeit von der Einschußenergie wiedergegeben.

Beim ersten Betrieb des Resonators kam es schon bei kleinen Leistungen (~ 10 kW DC) nach kurzer Zeit zu Vakuumzusammenbrüchen. Der Edelstahltank heizte sich an exponierten Stellen mit hoher Strombelastung (HF-Durchführung, Spiralfuß, Tauchkolben, Blendendriftröhren) stark auf. An den entsprechenden Stellen wurden deshalb Cu-Kühltaschen aufgespannt. Daraufhin war der Betrieb der Spirale relativ unproblematisch, nur die große statische Frequenzverschiebung ($-\Delta f_{stat}$ = 17.5 kHz/kW ± 2 kHz; Abb. 5.1.4 - 4) ließ keine hohen Leistungspegel zu.

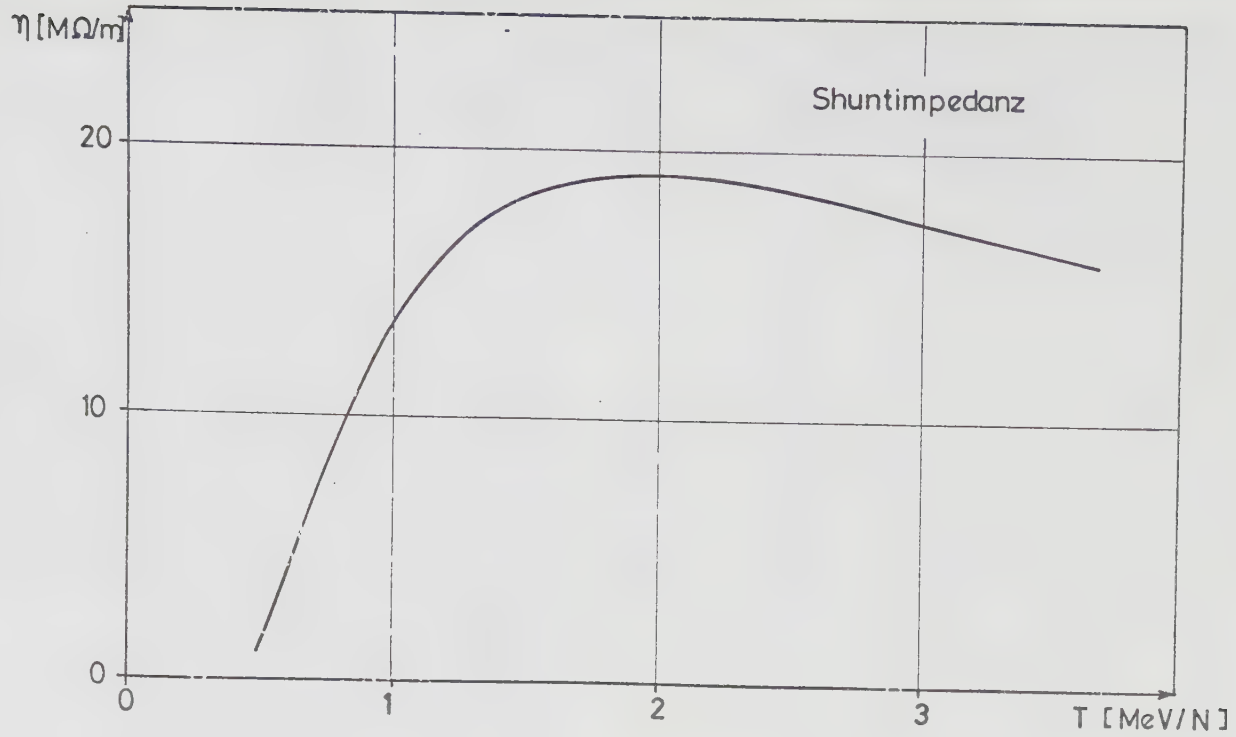


Abb. 5.1.4 - 3 Shuntimpedanz als Funktion der Teilchenenergie der offenen Einfachspirale

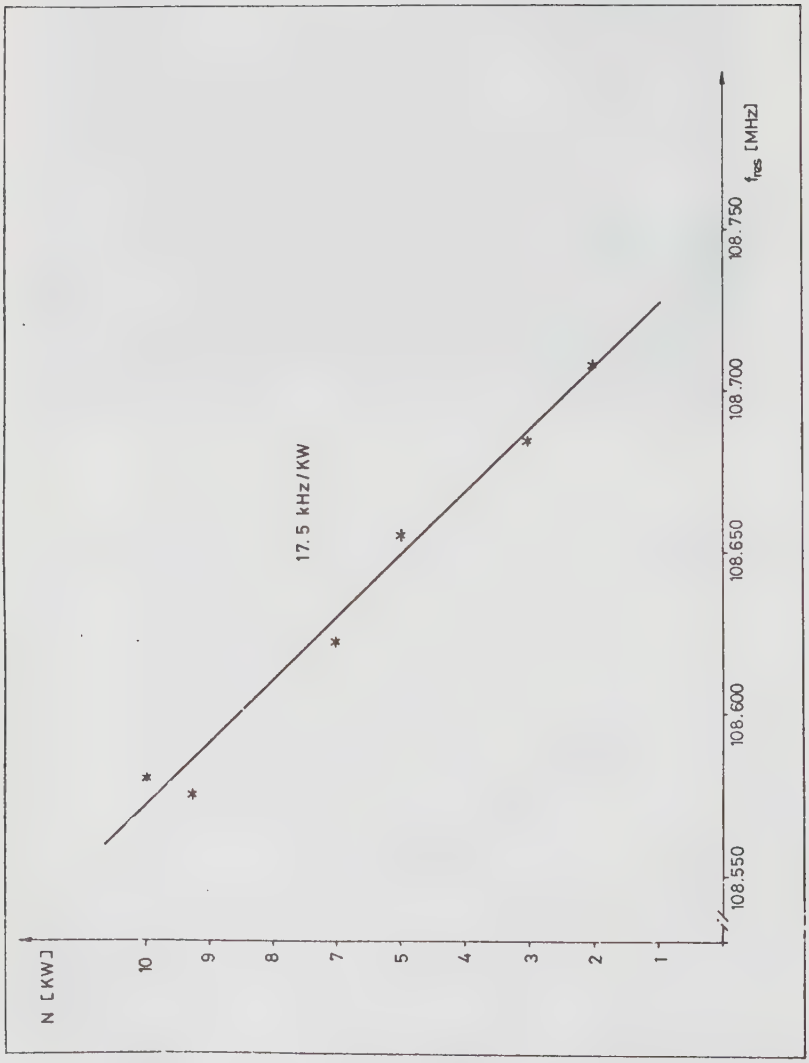


Abb. 5.1.4 - 4 Statische Frequenzverschiebung beim Einfachspiralresonator

Neben dem schon erwähnten thermischen Verhalten von Edelstahlresonatoren sollte auch ein Vergleich zwischen Einfach- und Dreifachspirale bezüglich der Stabilität und anregbarer mechanischer Schwingungen erfolgen.

Entsprechende Messungen mit drei gekoppelten Spiralen im selben Tank sind in Kapitel 5.2.3 beschrieben. Die statische Frequenzverschiebung sollte theoretisch geringer sein, da sich die in den Resonator eingespeiste Leistung auf die drei Spiralen verteilt. Ausführliche Untersuchungen zur statischen Frequenzverschiebung und Anregung von Schwingungen aufgrund ponderomotorischer Kräfte zwischen den Spiralen wurden von Lotterbach [15] durchgeführt.

In Tabelle 5.1.4-I sind noch einmal die geometrischen und elektrischen Daten des Resonators zusammengefaßt.

Tabelle 5.1.4-I
Geometrische und elektrische Daten der Testspirale
Maße in [mm]

Tanklänge	Tankdurchmesser	Spiraldriftröhrenlänge	Durchmesser d, Driftröhren außen	Durchmesser d, Driftröhren innen	Länge der Blendendriftröhren	Gapweite
200	350	44	40	20	45	33

Resonanzfrequenz [MHz]	Güte	r_o [MΩ/m]	r_{eff} [MΩ/m]	RP_o [MΩ]	RP_{eff} [MΩ]	$-\Delta f_{stat}$ [kHz/kW]
108.5	3849	24.8	19.1	5.0	3.9	17.5 ± 2

Zusammenfassend läßt sich nach den Hochleistungstests feststellen:
Den Kühlproblemen, die sich beim Einsatz eines Edelstahlaußenleiters ergeben, kann nur durch Kühlmäntel an den Stellen hoher Strombelastung, wie z.B. Hochfrequenzdurchführung, Spiralenfuß und Blendendriftröhren, begegnet werden. Ein größerer Spiralrohrquerschnitt, wie bei bereits getesteten Spiralen [7], sollte auch bei hohen Leistungspegeln für genügend große Stabilität sorgen.
Bei der Frequenzregelung mit dem Tauchkolben (Frequenzhub ~ ± 1 MHz) und der Einkopplung der Hochfrequenzleistung mit drehbarer Schleife traten keinerlei Störungen auf. Nach diesen Messungen am Testresonator wurden Buncherresonatoren mit einer Spirale sowohl für das Nachbeschleunigerprojekt im Institut für Kernphysik als auch für die GSI in Darmstadt aufgebaut und getestet.

5.1.5 Buncherresonatoren

Bei Hochfrequenzbeschleunigern werden im Gegensatz zu statischen Maschinen wie Van de Graaff oder Tandem nur Teilchen akzeptiert und beschleunigt, die innerhalb eines gewissen Phasenbereichs liegen. Alle anderen gehen für die Beschleunigung verloren. Damit ein größerer Anteil des eingeschossenen Ionenstrahles weiterbeschleunigt werden kann, müssen sogenannte Buncher vorgeschaltet werden.

Für das Nachbeschleunigerprojekt im Institut für Kernphysik in Frankfurt am Main sollte eine Einfachspirale als Buncher zur Erhöhung der Strahlintensität eingesetzt werden. Der kontinuierliche Strahl des 7 MV Van de Graaff Beschleunigers soll dabei mit Hilfe der Einfachspirale auf den Phaseneinfangbereich der ersten Nachbeschleunigersektion einer Dreifachspirale, komprimiert werden. Der Strahl wird mit der Einfachspirale mit einer sinusförmigen Spannung energiemoduliert, wobei die Frequenz (108.5 MHz) der der Nachbeschleunigerstruktur entspricht.

Die Teilchen, die vor dem Nulldurchgang der Spannung den Beschleunigungsspalt durchlaufen, werden abgebremst, die späteren werden beschleunigt. In einer anschließenden Driftstrecke laufen die beschleunigten Teilchen zu früheren, die abgebremsten zu späteren Phasen. Abb. 5.1.5 - 1 zeigt die Anordnung des Bunchers in der Strahlführung im Institut für Kernphysik. Die Driftstrecke bis zur Dreifachspirale beträgt ~3.50 m. Die erste Nachbeschleunigersektion, die Dreifachspirale, ist auf eine Teilchenenergie von 1 MeV/N ausgelegt.

Im folgenden sollen kurz die notwendige Buncherspannung und der Gewinn an Strahlintensität abgeschätzt werden. Im Beschleunigungsspalt l des Bunchers mit einem elektrischen Wechselfeld E gewinnt ein Teilchen die Energie

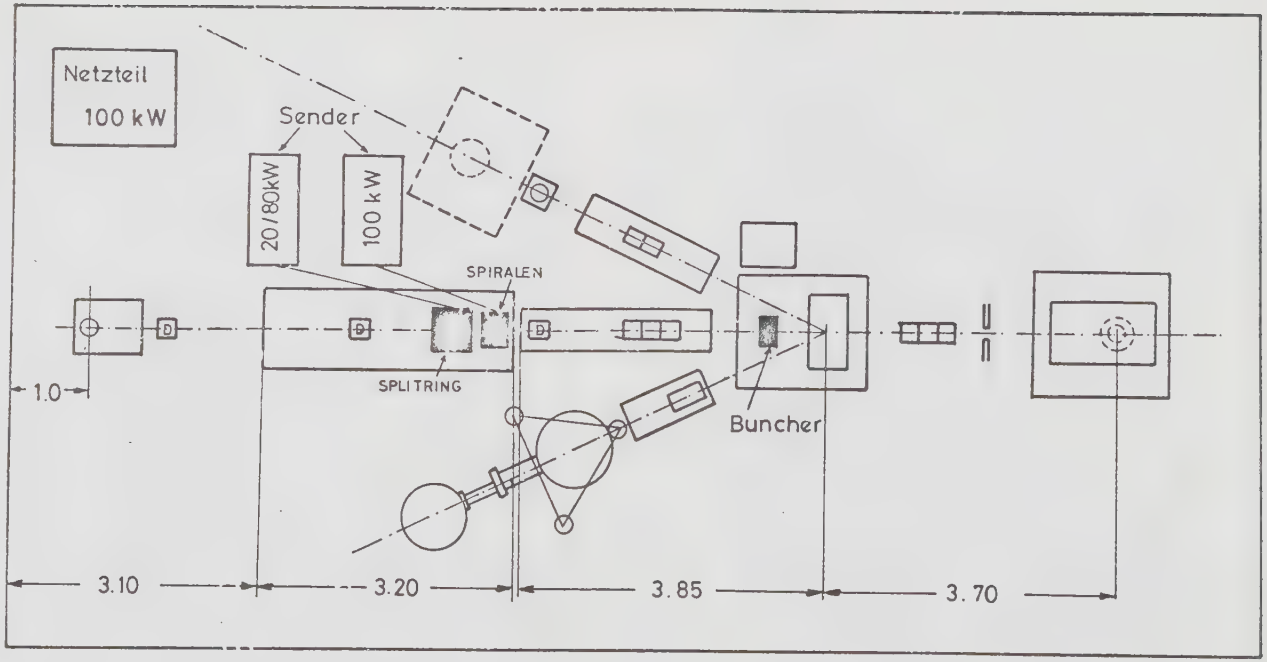


Abb. 5.1.5 - 1 Anordnung von Buncher und Nachbeschleunigersektionen im Institut für Kernphysik in Frankfurt

$$\Delta T = e \cdot U_B \cdot \sin\Phi_B \qquad U_B = \int_{-1/2}^{+1/2} |Ez|\, dz \;;$$

Φ_B ist die Phase in der Spaltmitte, d.h. das Teilchen (Referenzteilchen), das zur Zeit t_o ($\Phi_B = 0^o$) in der Spaltmitte ist, wird weder gebremst noch beschleunigt. Zu früh kommende Teilchen werden gebremst ($\Phi_B < 0^o$), später kommende werden beschleunigt ($\Phi_B > 0^o$). Auf der dem Buncher folgenden Driftstrecke ändern die Teilchen entsprechend dem Energiegewinn im Beschleunigungsspalt ihren zeitlichen Abstand zum Referenzteilchen. Eine vollständige Bündelung ist mit einer solchen Struktur allerdings nicht möglich, da das Feld einen "sinusförmigen" zeitlichen Verlauf aufweist. Für eine lineare Abhängigkeit zwischen Δv und Φ_B wäre die Bündelung besser. Mit harmonischen Bunchern, die z.B. mit der Grundfrequenz und der ersten Harmonischen betrieben werden, kann eine "Sägezahnkurve" erzeugt werden, die den linearen Verlauf besser approximiert und den Einfang eines größeren Stromanteils ermöglicht.

Zur Abschätzung der Buncherspannung wird ein Teilchen (Istteilchen) mit $\Phi = 90^o$ gegenüber dem Sollteilchen betrachtet. Das Sollteilchen besitzt die Geschwindigkeit

$$v_o = \sqrt{\frac{2\xi e U_o}{A \cdot m}} \;,$$

U_o = Terminalspannung des Van de Graaff, $\frac{\xi}{A}$ = Masse - Ladungs - Verhältnis.

Die Istteilchengeschwindigkeit beträgt

$$v = \sqrt{\frac{2\xi e (U_o + U_B \cdot \sin\Phi_B)}{A \cdot m}} \;.$$

Für den Phasenunterschied zwischen Istteilchen und Sollteilchen im Buncher gilt

$$\Delta\Phi_B = \Phi_B - \Phi_{BSt} = \Phi_B \qquad \Phi_{BSt} = 0^o$$

und für den Laufzeitunterschied Δt_L auf der Driftstrecke L bis zum ersten Gap der Nachbeschleunigersektion gilt mit $\Delta t_L = \omega \Delta t_L$

$$\Delta t_L = \frac{1}{\omega}\Delta\Phi_L = \frac{L}{v_o} - \frac{L}{v} = L\left(\frac{1}{\sqrt{\frac{2\xi e(U_o + U_B \sin\Phi_B)}{A \cdot m}}} - \frac{1}{\sqrt{\frac{2\xi e U_o}{A \cdot m}}}\right).$$

Die Phasendifferenz zwischen Istteilchen und Sollteilchen im Beschleunigungsspalt ist

$$\Delta\Phi_T = \Delta\Phi_B + \Delta\Phi_L = \Phi_B \frac{\pi}{180} + 2\pi\nu L \left(\frac{1}{\sqrt{\frac{2\xi e(U_o + U_B \sin\Phi_B)}{A \cdot m}}} - \frac{1}{\sqrt{\frac{2\xi e U_o}{A \cdot m}}}\right)$$

$$= \Phi_B \frac{\pi}{180} + 2\pi\nu L \frac{1}{\sqrt{\frac{2\xi e U_o}{A \cdot m}}} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{U_B \sin\Phi_B}{U_o}}} - 1\right).$$

Entwickelt man diesen Ausdruck ($U_B << U_o$), so erhält man

$$\Delta\Phi_T = \Phi_B \frac{\pi}{180} - L\pi\nu \sqrt{\frac{A \cdot m}{2\xi e U_o}} \frac{U_B}{U_o} \sin\Phi_B.$$

Läßt man das Teilchen mit dem Abstand $\Delta\Phi_B = 90^o$ zum Sollteilchen im Buncher nach der Driftstrecke auf das Sollteilchen im ersten Gap auflaufen ($\Delta\Phi_T = 0$), so erhält man

$$\frac{1}{2}\frac{e}{m} = \frac{A}{\xi}\frac{U_B^2}{U_o^3} L^2 \cdot \nu^2.$$

Mit diesem Ausdruck läßt sich leicht die Buncherspannung U_B für Ionen von 1 MeV/N bei einer Driftlänge von L = 3.5 m auf 18.6 kV abschätzen.

Abb. 5.1.5 - 2 zeigt die Phasenlage der Teilchen im ersten Gap der Nachbeschleunigersektion (Dreifachspirale) für verschiedene Buncherspannungen.

In Abb. 5.1.5 - 3 ist die Phasenakzeptanz für die Teilchen bezüglich ihrer Phasenlage im Buncher mit -30° Sollphase für die entsprechenden Buncherspannungen aufgetragen. Die Strahlintensität erhöht sich durch den Buncher von~19% auf etwa 54%.

In den folgenden Kapiteln 5.1.5.1 bis 5.1.5.3 werden entsprechende Buncherresonatoren beschrieben, die für unterschiedliche Teilchensorten und -energien eingesetzt werden.

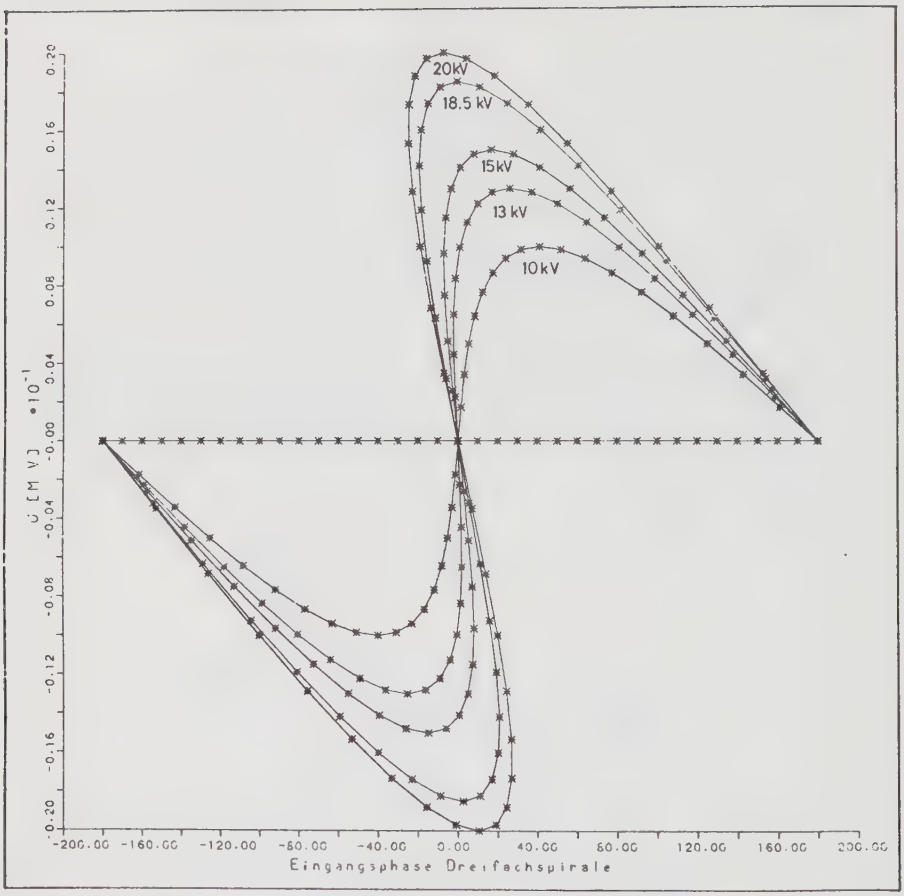


Abb. 5.1.5 - 2 Phasenlage der Teilchen im ersten Gap der Dreifachspirale für verschiedene Buncherspannungen

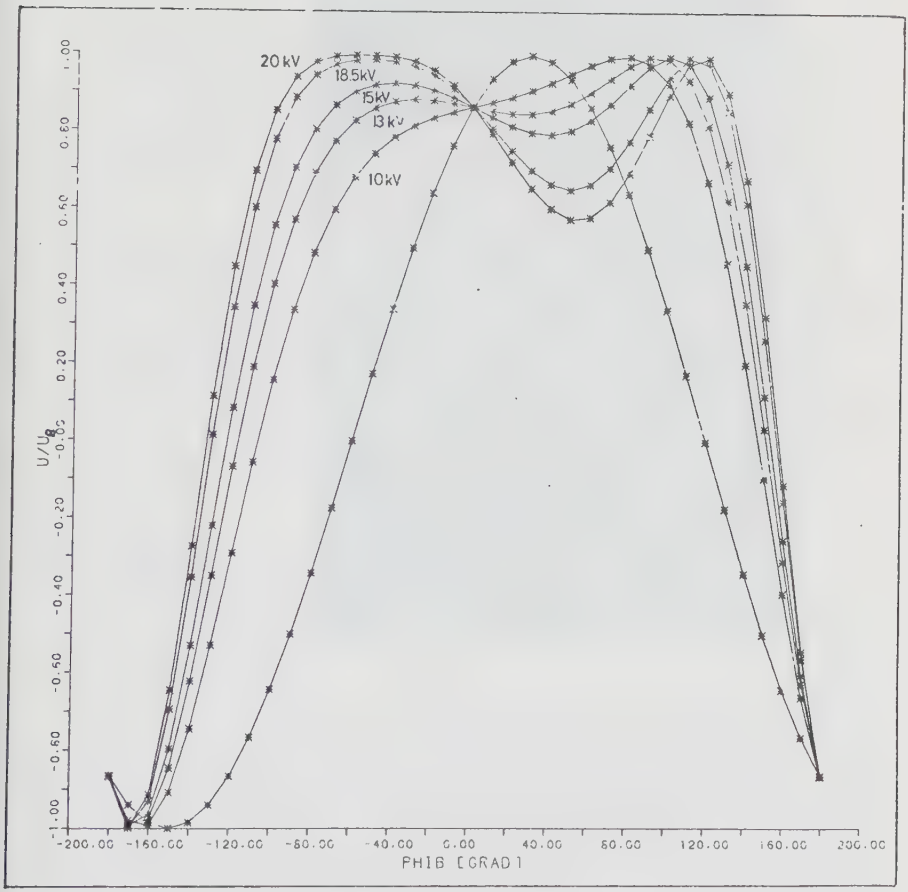


Abb. 5.1.5 - 3 Phasenakzeptanz für verschiedene Buncherspannungen; Sollphase -30^{o}

5.1.5.1 Buncherspirale für den Nachbeschleuniger im Institut für Kernphysik, Frankfurt

Zunächst wird der Aufbau des schon im vorangegangenen Kapitel erwähnten Buncherresonators für das Institut für Kernphysik vorgestellt. Bei diesem Buncher handelt es sich um einen Einfachspiralresonator, der direkt hinter dem ersten 90^{o}-Umlenkmagneten auf einem schwingungsgedämpften Gestell sitzt (Abb. 5.1.5 - 1).

Der Resonator ist auf einen Energiebereich von 1MeV/N für Teilchensorten wie $^{14}_{7}N$, $^{20}_{10}Ne$, $^{27}_{13}Al$, $^{32}_{16}S$ und $^{40}_{18}Ar$ angepaßt. Als Außenleitermaterial wurde Cu gewählt, um auf eine zusätzliche Tankkühlung, wegen der zu erwartenden geringen Verlustleistungen (~1 kW), verzichten zu können. Auch die Kühlung der Blendendriftröhren entfiel aus diesem Grunde. Bei einem Tankdurchmesser von Ø = 350 mm und einer Länge von 202 mm ergab sich ein sehr kompakter Aufbau.

Die Spirale ist aus Vierkant-Cu-Rohr 15 x 15 mm gebogen und wassergekühlt. Die Hochfrequenzeinkopplung erfolgt wieder mit einer drehbaren Hochfrequenzdurchführung.

Abb. 5.1.5.1 - 1 zeigt den geöffneten Buncherresonator.

Nach der Resonanzfrequenzeinstellung durch Kürzen der Spirale (auf ca. 0.5 MHz genau) und der Feineinstellung über geringfügige Gapweitenänderung mit Hilfe der schraubbaren Blendendriftröhren wurden die charakteristischen Werte mit Hilfe der Störkörpermethode ermittelt.

Abb. 5.1.5.1 - 2 zeigt die elektrische Feldverteilung E_z^2 auf der Strahlachse.

In Abb. 5.1.5.1 - 3 ist die aus ihr berechnete Transittimekurve aufgetragen.

In Tabelle 5.1.5.1-I sind die wichtigsten geometrischen und elektrischen Werte der Buncherspirale zusammengefaßt.

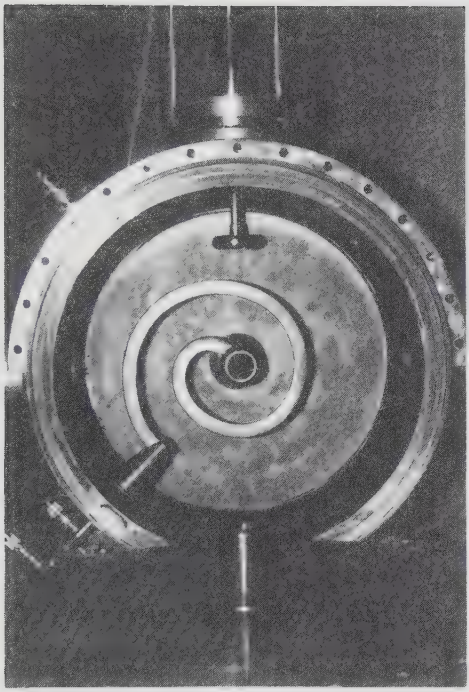


Abb. 5.1.5.1 - 1
Buncherresonator
für das Institut
für Kernphysik

Der Betrieb des Resonators erwies sich bei geringen Verlustleistungen als völlig unproblematisch. Auf dem Teststand wurde er mit Hochfrequenzleistungen bis zu ~30 kW belastet. Erste Messungen im Strahlbetrieb sind in Kapitel 7 aufgeführt.

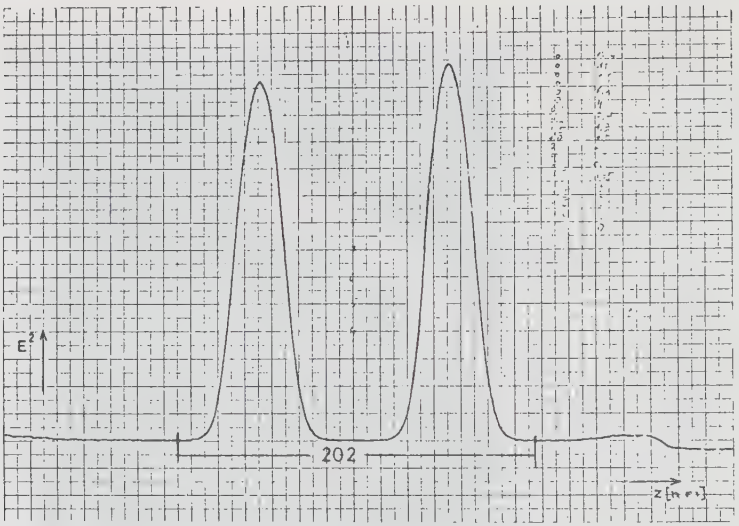


Abb. 5.1.5.1 - 2 Feldverteilung E_z^2 auf der Strahlachse der Buncherspirale (IKF)

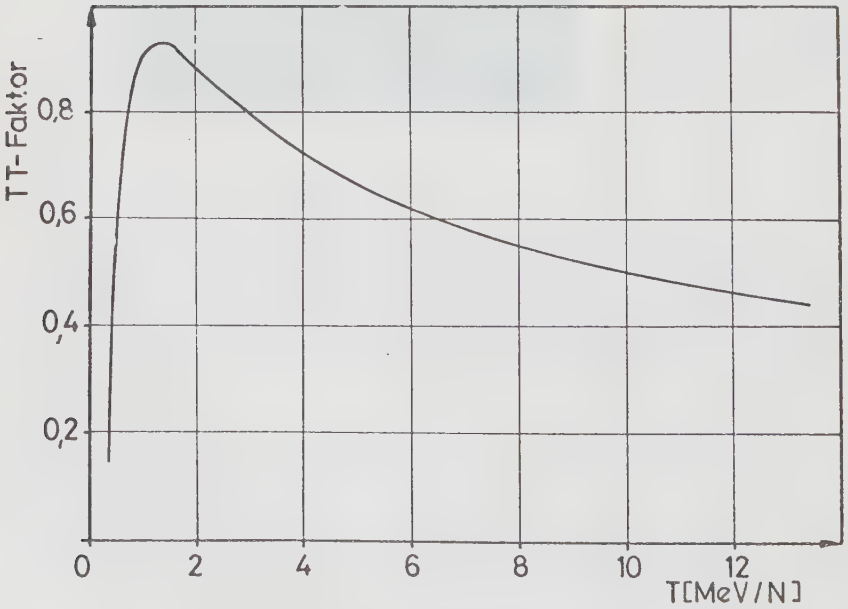


Abb. 5.1.5.1 - 3 Transittimefaktor in Abhängigkeit von der Teilchenenergie der Buncherspirale (IKF)

Tabelle 5.1.5.1-I Geometrische und elektrische Daten der Buncherspirale (IKF)

Tank:	Durchmesser Ø = 350 mm
	Länge L = 202 mm
	Material SF-Kupfer
Spirale:	15 x 15 mm, Cu-Rohr, gebogen
Spiralendriftröhre:	Länge l = 50 mm
	$Ø_a$ = 40 mm
	$Ø_i$ = 20 mm
Blendendriftröhren:	Länge l = 57.5 mm
	$Ø_a$ = 40 mm
	$Ø_i$ = 20 mm
Resonanzfrequenz:	f_{res} = 108.5 MHz
Güte:	Q = 3298
	η_o = 23.9 MΩ/m
	η_{eff} (1,2 MeV/N) = 20.7 MΩ/m
	RP_o = 4.8 MΩ
	RP_{eff} = 4.2 MΩ (1,2 MeV/N)

5.1.5.2 Buncherspiralresonatoren für den Stripperbereich des UNILAC der GSI

Zur Anpassung der Mikrostruktur an den Alvarezabschnitt im Stripperbereich des Unilac der GSI sollten zwei Einfachspiralresonatoren eingesetzt werden.

Abb. 5.1.5.2 - 1 zeigt den schematischen Grundriß des UNILAC mit eingezeichneten Buncherresonatoren.

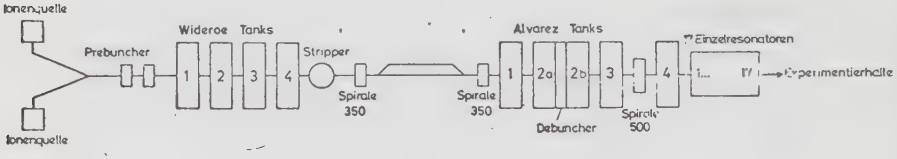


Abb. 5.1.5.2 - 1 Schematischer Grundriß des UNILAC der GSI

Die Shuntimpedanz der beiden Buncher konnte relativ niedrig sein, da die notwendige Maximalspannung von 0.5 MV mit dem vorhandenen Hochfrequenzsender bei 40% Aussteuerung erreicht wird. Die Forderung einer relativ großen Apertur (Durchgriff des elektrischen Feldes, $\emptyset_i$ = 40 mm) und der sich durch das begrenzte Platzangebot zwischen Wideroe und Alvarez ergebenden kompakten Bauweise (L = 200 mm, $\emptyset$ = 350 mm) ließen ohnehin keine hohen η-Werte erwarten. Größte Priorität sollte die Stabilität besitzen. Aus diesem Grund wurden die Spiralen in bewährter Technik [7] aus jeweils 2 Cu-Platten gefräst. Die beiden Resonatoren wurden völlig identisch aufgebaut. Die große Spiralrohrwandstärke von minimal 6 mm und der Querschnitt von 25 x 25 mm mit 10 mm Kantenradius sollte für genügend Stabilität sorgen.

Ein innenliegendes Rohr mit einem Durchmesser von $\emptyset$ = 10 mm dient zur Kühlwasserzuführung. Die ebenfalls wassergekühlte Spiralendriftröhre hat folgende Abmessungen:

Länge = 50 mm, $\emptyset_a$ = 60 mm, $\emptyset_i$ = 40 mm, Radius = 5 mm.

Die Abb. 5.1.5.2 - 2 gibt eine Konstruktionszeichnung der identischen Buncherspiralen wieder.

Der Spiralenfuß besteht aus einem gefrästen konischen Cu-Zylinder mit maximal 50 mm Durchmesser (20 mm Innenbohrung). Die Abstimmung der Spirale auf die Resonanzfrequenz erfolgte durch Verkürzen des Spiralrohres. Die Länge muß beim Einlöten in den Fuß auf ca. 1 mm genau stimmen, damit die Resonanzfrequenz auf ca. 150 kHz genau festliegt. Als Resonanzfrequenz wurde 109.0 MHz gewählt (Betrieb bei 108.5 MHz), damit die thermische Frequenzverschiebung im Betrieb (Erniedrigung der Frequenz) und Toleranzen beim Zusammenbau des Resonators mit Hilfe des Tauchkolbens kompensiert werden können (Hub >1 MHz). Nach Abstimmung und Einlöten in den Fuß wurde die Spirale zusätzlich verkupfert, um die Oberfläche zu verbessern. Die Spirale sitzt nach den Erfahrungen mit der offenen Einfachspirale (Kap. 5.1.4), auf einer wassergekühlten Platte im hochglanzverkupferten Edelstahltank. Die Vakuumdichtung erfolgt mit Hilfe eines Vitonrings zwischen Spiralenfuß und Platte. Der gesamte Tank wird mit einem Wassermantel direkt gekühlt. Die wassergekühlten Blendendriftröhren sind eingeschraubt. Auf diese Weise lassen sich noch nachträglich durch Abdrehen bzw. Zwischenlegen von Scheiben Frequenzkorrekturen vornehmen.

Nach dem Zusammenbau wurden Störkörpermessungen durchgeführt. Abb. 5.1.5.2 - 3 zeigt die gemessene axiale Feldverteilung der Buncherspirale GSI 350/1, Abb. 5.1.5.2 - 4 die Transittimekurve. Bei einer Güte

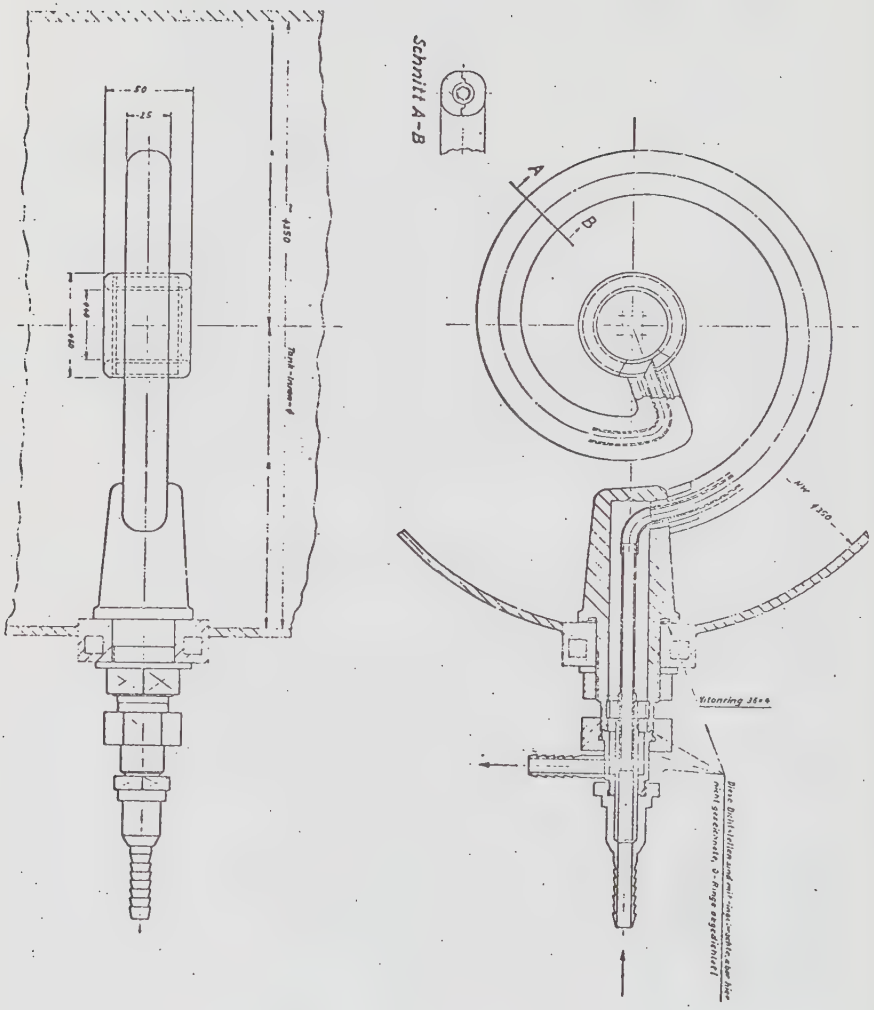


Abb. 5.1.5.2 - 2 Buncherspirale (GSI-350)

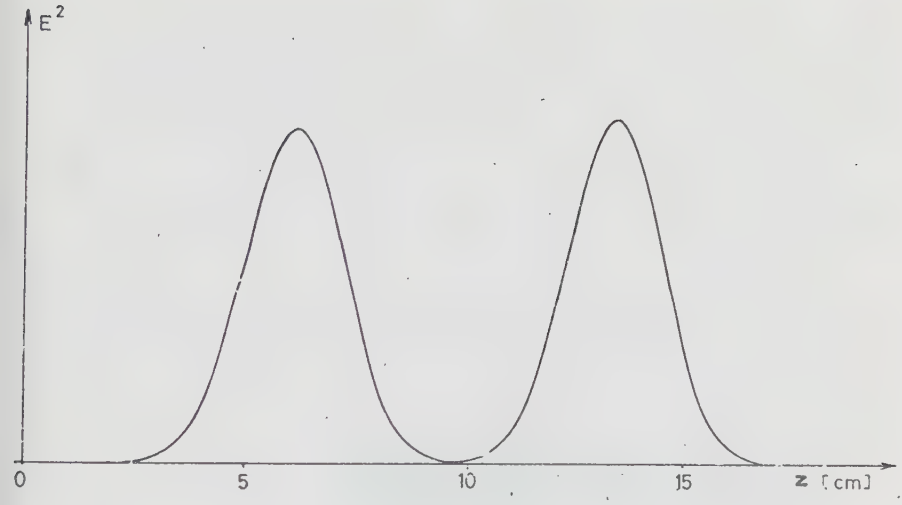


Abb. 5.1.5.2 - 3 Feldverteilung E_z^2 auf der Beschleunigungsachse der Buncherspirale (GSI-350)

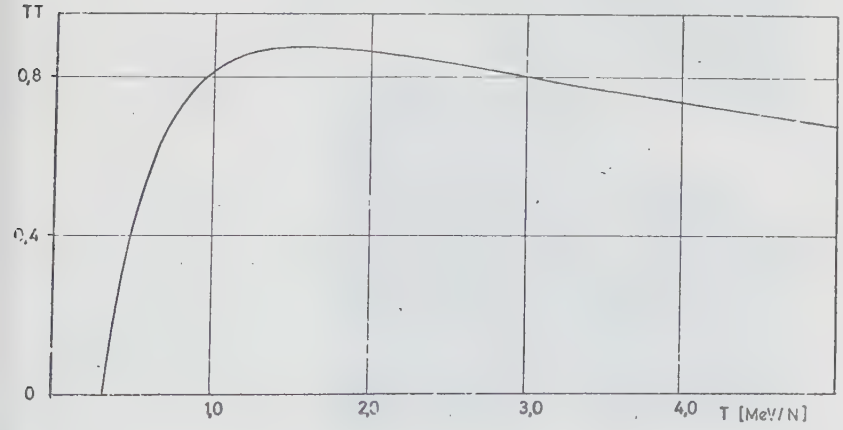


Abb. 5.1.5.2 - 4 TT-Werte in Abhängigkeit von der Teilchenenergie (Buncherspirale GSI-350)

Q_o = 5240 wurde eine effektive Shuntimpedanz von r_{eff} = 19.7 MΩ/m erreicht (TT_{max} = 0.88). Die Shuntimpedanz wäre ohne den Felddurchgriff, bedingt durch die Apertur von $\emptyset_i$ = 40 mm, um mehr als 50% größer. Dies wurde durch Messungen bei verschiedenen Abständen zur Strahlachse bestimmt, was mit einem, mit Hilfe von numerischen Feldberechnungen abgeschätzten Wert von 22% Durchgriff gut übereinstimmt.

Bei den Hochleistungsmessungen konnte schon nach kurzer Konditionierungszeit (2-3 Std.) ein sehr stabiler Betrieb erreicht werden. Die Leistung konnte auch zu kleinen Werten (~ 100 W) ohne Multipactoring beliebig eingestellt werden. Im Dauerstrich wurden die Spiralen über längere Zeit mit Leistungen zwischen 20 und 30 kW betrieben und gepulst mit Leistungen bis 100 kW (25% ED).

Die statische Frequenzverschiebung ist bei diesen Resonatoren so gering, daß sie von der thermischen Frequenzverschiebung aufgrund der Erwärmung der wenigen nicht wassergekühlten Teile des Resonators (Flansche) überdeckt wird und deshalb nicht gemessen werden konnte. Bei relativ instabilen Spiralen bzw. extrem hohen Leistungen erhält man eine "überhängende" Resonanzkurve [7, 15]. Um bei der Buncherspirale eine solche Kurve zu erhalten, würde eine Hochfrequenzleistung von ca. 300 kW benötigt.

Bei extrem stabilen Spiralen läßt sich die statische Frequenzverschiebung als Funktion der Leistung aus der anwachsenden Asymmetrie der Resonanzkurve bestimmen. Für die Buncherspirale wurde deshalb aus der Änderung der Asymmetrie der bei verschiedenen Leistungen "durchfahrenen" Resonanzkurven der Wert für die statische Frequenzverschiebung auf $-\Delta f_{stat} < 0{,}1$ kHz/kW abgeschätzt.

Im Gegensatz zu allen bisher betriebenen Spiralresonatoren konnten bei diesen Buncherspiralen durch das Hochfrequenzfeld auch ohne jegliche Regelung keine mechanischen Resonanzen angeregt werden.

Aufgrund des extrem niedrigen Wertes der statischen Frequenzverschiebung ist auch bei hohen Leistungen ein stabiler und problemloser Betrieb gewährleistet. In Tabelle 5.1.5.2-I sind noch einmal die Daten einer der beiden identischen Bunchersektionen zusammengefaßt. Abb. 5.1.5.2 - 5 zeigt eine Buncherspirale im Hochleistungstank.

Der erste der beiden Resonatoren ist bereits am Unilac eingebaut und arbeitet ohne jegliche Störung im Routinebetrieb. Der zweite Resonator ist noch auf dem Teststand der GSI und soll in Kürze eingebaut werden.

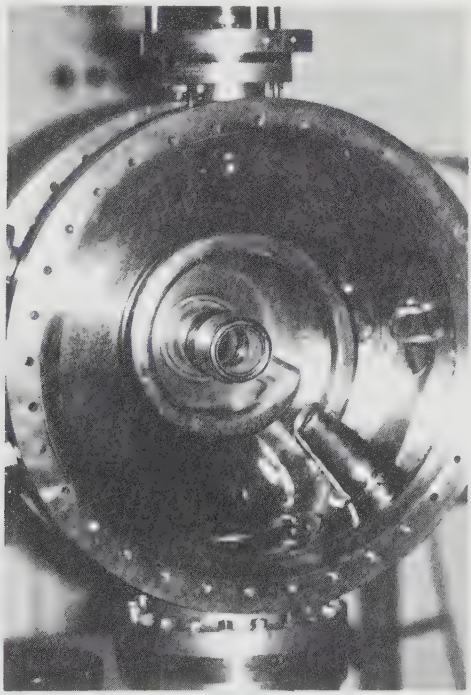


Abb. 5.1.5.2 - 5
Buncherspirale (GSI 350) für den Stripperbereich des UNILAC der GSI

Tabelle 5.1.5.2-I Geometrische und elektrische Daten der Buncherspirale im Stripperbereich des UNILAC

Tank:	Durchmesser $\varnothing$ = 350 mm
	Länge L = 200 mm
	hochglanzverkupferter Edelstahl
Spirale:	25 x 25 mm Rohrquerschnitt mit 10 mm Kantenradius
Driftröhre:	Länge l = 50 mm
	$\varnothing_a$ = 60 mm
	$\varnothing_i$ = 40 mm
	Kantenradius = 5 mm
Blendendriftröhren:	Länge l = 52 mm
	$\varnothing_a$ = 60 mm
	$\varnothing_i$ = 40 mm
	Kantenradius = 5 mm
Resonanzfrequenz:	f_{res} = 108.5 MHz
Güte:	Q = 5240
	η_{eff}(1.4 MeV/N) = 19.7 MΩ/m
	RP_{eff} = 3.94 MΩ
	N_{soll}(0.5 MV) = 64 kW

5.1.5.3 Rebuncherspirale für den UNILAC der GSI

Um den longitudinalen Phasenraum des Ionenstrahls vom Ausgang des ersten Alvareztanks am UNILAC der GSI auf den Eingang des ersten von 17 zur Energievariation eingesetzten Einzelresonatoren abzubilden, sollte eine Einfachspirale hinter dem dritten Alvareztank (Abb. 5.1.5.2 - 1) aufgebaut werden. Da im Gegensatz zum Stripperbereich genügend Platz vorhanden war, konnten die Abmessungen dieses Rebuncherresonators großzügiger gewählt werden. Das Geschwindigkeitsprofil wurde auf eine Teilchenenergie von ~4 MeV/N ausgelegt. Die Spirale wurde, wie schon die der Buncherresonatoren GSI-350/ 1 und 2, aus Stabilitätsgründen gefräst. Aufgrund des größeren Tankdurchmessers von Ø = 500 mm wurde eine offene Spiralform gewählt, um bei hohen Leistungspegeln die ponderomotorischen Kräfte klein zu halten. Die erwartete geringere Effektivität konnte durch die sehr hohe Güte von Q = 7230 bei größerem Resonatorvolumen ausgeglichen werden.

Der gesamte Aufbau war sonst nahezu identisch mit dem der Buncherspiralen GSI-350/1,2. Die Apertur wurde auf Ø = 35 mm gegenüber Ø = 40 mm (GSI-350) verkleinert. In Abb. 5.1.5.3 - 1 ist eine Zeichnung der GSI-Buncherspirale wiedergegeben. Alle Durchführungen, z.B. Hochfrequenzeinkoppelschleife, Spiralenfuß einschließlich Wasserkühlleitungen, Tauchkolben und Blendendriftröhren und deren Kühlleitungen sind an den entscheidenden Stellen verschraubt, um bei Wartungs- und Reparaturarbeiten die Ausfallzeiten möglichst klein zu halten.

Aus der Störkörperaufzeichnung des Achsenfeldes (Abb. 5.1.5.3 - 2) wurden die charakteristischen Größen des Bunchers bestimmt. Abb. 5.1.5.3 - 3 zeigt die TT - Werte in Abhängigkeit von der Teilchenenergie.

In Tabelle 5.1.5.3-I sind die geometrischen und elektrischen Daten zusammengestellt.

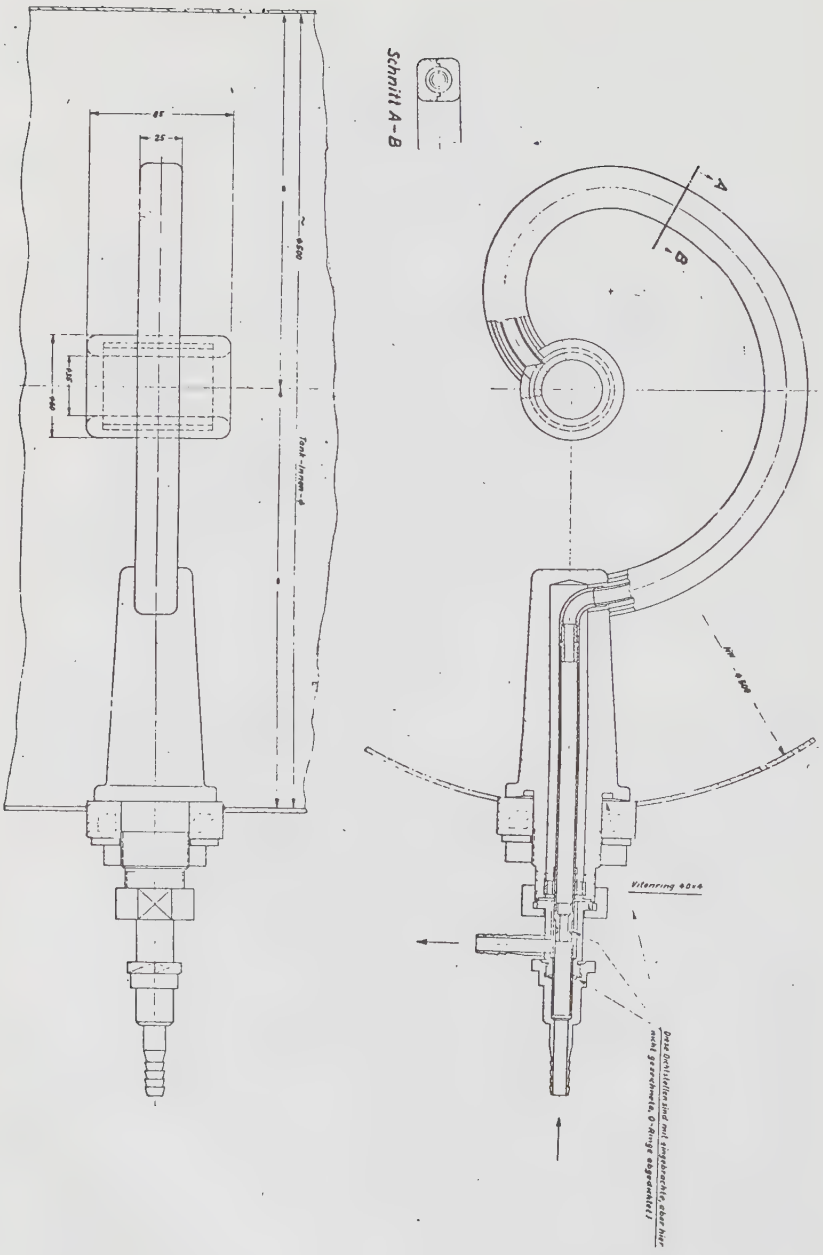


Abb. 5.1.5.3 - 1 Buncherspirale (GSI 500)

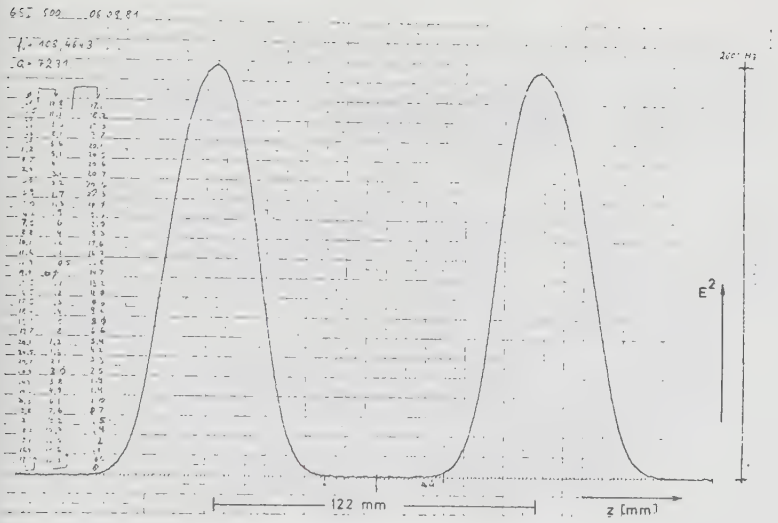


Abb. 5.1.5.3 - 2 Feldverteilung E_z^2 auf der Achse der Buncherspirale (GSI-500)

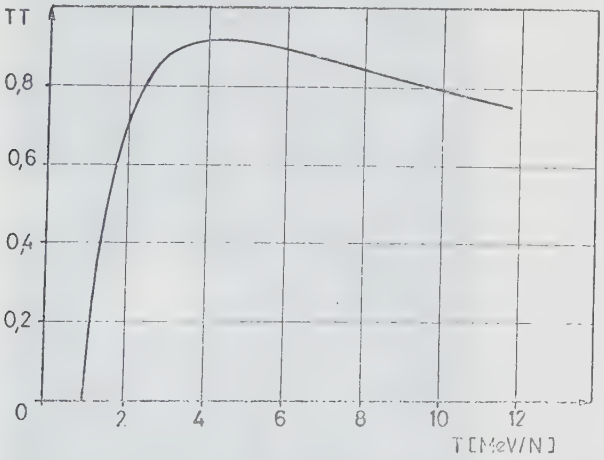


Abb. 5.1.5.3 - 3 TT- und RP-Werte in Abhängigkeit von der Teilchenenergie der Buncherspirale (GSI-500)

Die Vergrößerung des Tankdurchmessers und der Resonatorlänge (hohe Güte), die Verringerung der Kapazität zwischen Spiralenfuß und Spiralrohrende, sowie die Wahl einer kleineren Apertur führten zur deutlichen Erhöhung der Effektivität.

Der RP_{eff}-Wert ist nahezu doppelt so groß wie der der Buncherspiralen GSI-350/ 1 und 2, so daß die geforderte Beschleunigungsspannung von 0.5 MV mit 35 kW Senderleistung erreicht werden kann.

Nach erfolgreichen Probeläufen auf einem Hochleistungsmeßstand wurde er hinter dem dritten Alvarezresonator am UNILAC der GSI eingebaut.

Abb. 5.1.5.3 - 4 zeigt den geöffneten Rebuncherresonator.

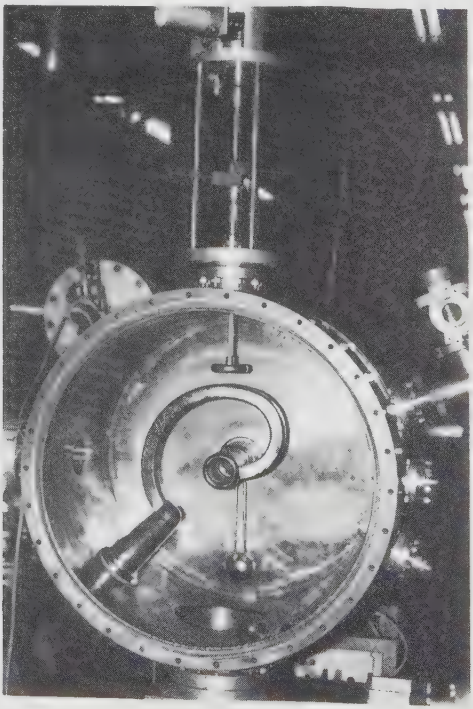


Abb. 5.1.5.3 - 4
Rebuncherresonator
(GSI-500)

Tabelle 5.1.5.3-I Geometrische Daten der Buncherspirale (GSI-500)

Tank:	Durchmesser $\emptyset$ = 500 mm Länge L = 355 mm hochglanzverkupferter Edelstahl
Spirale:	25 x 25 mm Rohrquerschnitt mit 10 mm Kantenradius offene Form
Driftröhre:	Länge l = 85 mm $\emptyset_a$ = 60 mm $\emptyset_i$ = 35 mm Kantenradius = 5 mm
Blendendriftröhren:	Länge l = 98 mm $\emptyset_a$ = 60 mm $\emptyset_i$ = 35 mm Kantenradius = 5 mm
Resonanzfrequenz:	f_o = 108.4 MHz
Güte:	Q = 7230
	η_{eff} = 20.1 MΩ/m RP_{eff} = 7.1 MΩ N_{soll}(0.5 MV) = 35 kW

5.2 Untersuchungen an Resonatoren mit gekoppelten Spiralen

Wie in Kapitel 4 gezeigt wurde, läßt sich die einer Beschleunigerstruktur zugeführte Hochfrequenzleistung durch Erhöhung der Beschleunigungsspalte besser ausnutzen, wobei jedoch der Einsatz auf einen kleineren Energiebereich beschränkt wird. Einen guten Kompromiß bietet sicherlich eine Struktur mit nicht allzuvielen Beschleunigungsspalten [22].

Für das Nachbeschleunigerprojekt im Institut für Kernphysik in Frankfurt am Main sollte deshalb neben einem Splitringresonator (drei Gaps) eine Dreifachspiralstruktur (vier Gaps) eingesetzt werden. Die Strukturen sind für jeweils 1 MV Beschleunigungsspannung ausgelegt, wobei ein Sender pro Resonator benötigt wird. Um z.B. mit Einfachspiralen eine Beschleunigungsspannung von 2 MV zu erreichen, müßten mindestens vier Resonatoren mit jeweils einem Sender eingesetzt werden, d.h. der Vorteil der höheren Flexibilität müßte mit dem zweifachen Preis bezahlt werden.

Wie bei den Einfachspiralen wird für Resonatoren mit gekoppelten Spiralen eine möglichst hohe Effektivität bei stabilem Betriebsverhalten angestrebt.

Von den durch die elektromagnetische Kopplung der Spiralen auftretenden Moden erweist sich die π-Mode als die effektivste Beschleunigungsmode (Kap. 4.1). Alle hier untersuchten Beschleunigungsstrukturen mit gekoppelten Spiralen werden deshalb in dieser Mode betrieben. Welchen Einfluß die Orientierung der Spiralen auf die Effektivität hat und wie eine gleichmäßige Feldverteilung auf der Strahlachse zu erreichen ist sowie Untersuchungen zur Frequenzregelung mit Hilfe von Tauchkolben werden im folgenden diskutiert.

Eine gleichmäßige Strombelastung der einzelnen Spiralen

führt bei den in π-Mode betriebenen Spiralresonatoren zu einer Feldverteilung, bei der die beschleunigenden Felder zwischen den Spiraldriftröhren doppelt so groß sind, wie die zwischen Spiral- und Blendendriftröhren. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von einer "flatten" Feldverteilung. Auf diese Weise sollte eine geringere statische Frequenzverschiebung als bei Einfachspiralen auftreten, jedoch ist die Möglichkeit, mechanische Eigenschwingungen bei gekoppelten Spiralen anzuregen, sicherlich größer als bei Einfachspiralen. All diese Fragen des Verhaltens gekoppelter Spiralen wurden sowohl auf Meßsenderniveau als auch in Hochleistungstests untersucht. Zusätzlich mußten bei der Konstruktion der Resonatoren für den Betrieb bei hohen Leistungen Änderungen gegenüber Einfachspiralresonatoren vorgenommen und ausgetestet werden.

Bei den ersten Störkörpermessungen mit nahezu identischen Spiralen und konstantem Driftröhrenabstand zeigte sich, daß das elektrische Feld in π-Mode auf der Achse nicht flat ist. Der Versuch der kapazitiven Belastung einzelner Spiralen zur Änderung der Feldverteilung mit Hilfe von Tauchkolben brachte nicht die gewünschten Ergebnisse, da die Kopplung zwischen den Spiralen sehr groß ist, d.h., daß die Felder im wesentlichen zwischen den Spiralen konzentriert sind. Erst die Annäherung der Tauchkolben an die Spiralen auf ca. 10 mm bzw. sogar zwischen sie brachte nennenswerte Feldänderungen auf der Achse. Dies führt zu großen Verlusten an den Tauchkolben im Hochleistungsbetrieb (geringere Effektivität), so daß diese Maßnahme, eine gleichmäßige Feldverteilung zu erreichen, ausscheidet. Eine andere Möglichkeit bietet die freie Wahl der Gapweiten und Driftröhrenaußendurchmesser, was allerdings bei vorgegebener Teilchengeschwindigkeit im allgemeinen einen ungünstigen Einfluß auf den Transittimefaktor bzw. auf die Shuntimpedanz η_o hat. So wird der Transittimefaktor mit

zunehmender Länge des Beschleunigungsspaltes kleiner und bei zu kleinen Gapweiten wird die Shuntimpedanz η_o durch die kapazitive Belastung niedriger. Außerdem besteht die Gefahr von Überschlägen.

Als beste Lösung erweist sich die Wahl unterschiedlicher Spiralrohrlängen. Beim Entwurf lassen sich so mit vorgegebener Eintrittsenergie der Teilchen die Beschleunigungsabschnitte von $\beta\lambda/2$ (Spiralabstand) bei konstanter Länge der Beschleunigungsspalte festlegen. Lediglich zur Frequenzkorrektur können die Außengaps geringfügig geändert werden (2 - 3 mm). Vorteil dieser Lösung ist die gleichmäßige Verteilung der Hochfrequenzleistung auf die Spiralen, außerdem wird die mittlere Spirale kürzer, was sicherlich zur Stabilität der Struktur beiträgt.

5.2.1 Effektivität gekoppelter Spiralresonatoren

Bei den Messungen wurden sowohl archimedische (s = 12 mm) als auch offene Spiralen bei gegensinniger und gleichsinniger Anordnung untersucht. Dazu wurden die aus Cu-Rohr Ø = 12 mm gebogenen Spiralen in einen Cu-Meßtank Ø = 350 mm mit einer Länge L = 204 mm eingebaut. Die Spiraldriftröhrenlänge betrug L = 28 mm, die Blendendriftröhrenlänge L = 24 mm. Das ergab Gapweiten von g = 18 mm. Der Innendurchmesser der Driftröhren betrug $Ø_i$ = 20 mm, der Außendurchmesser $Ø_a$ = 40 mm (Abb. 5.2.1 - 1).

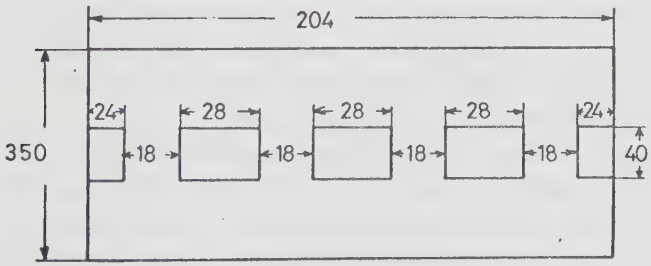


Abb. 5.2.1 - 1 Parameter der untersuchten Strukturen mit drei gekoppelten Spiralen

Mit einem Meßsender wurden die Frequenzen der einzelnen Moden ermittelt, die Feldverteilungen mit Hilfe der Störkörpermethode aufgenommen und ausgewertet. Das Achsenfeld in π-Mode wies in allen Fällen die größten Shuntimpedanz- und RP-Werte auf. Für den Einsatz als Beschleunigungsstruktur im Hinblick auf die in diesem Fall auftretenden ponderomotorischen Kräfte sollte die Strombelastung, wie im vorangegangenen Kapitel erwähnt,

möglichst gleichmäßig auf die Spiralen verteilt werden. Man erhält auf diese Weise eine konstante Feldstärke zwischen den Spiralen. Bei den Messungen wurde die Länge der mittleren Spirale variiert, während die äußeren über die gesamte Meßreihe unverändert blieben. Bei drei gekoppelten archimedischen Spiralen wurden die äußeren auf eine feste Frequenz von 91.57 MHz bzw. 91.58 MHz und die mittlere zunächst auf eine niedrigere Frequenz (86.71 MHz) eingemessen, da sie im Verlauf der Messungen gekürzt werden sollte. Die Spiralen wurden dabei einzeln im offenen Tank ohne Abschlußblenden abgestimmt. Nach jeder Messung sowohl bei gleichsinniger als auch bei gegensinniger Anordnung der Spiralen wurde die mittlere Spirale um 40 mm gekürzt. In gleicher Weise wurde mit den offenen Spiralen verfahren. Die mittlere Spirale, sie wurde jeweils um 60 mm gekürzt, besaß am Anfang der Meßreihe eine Resonanzfrequenz von 107.7 MHz, die äußeren waren auf 122.0 MHz bzw. 121.0 MHz abgestimmt.

Abb. 5.2.1 - 2 zeigt die Frequenzaufspaltung bei gegensinniger und gleichsinniger Anordnung von drei gekoppelten archimedischen Spiralen, Abb. 5.2.1 - 3 die Frequenzaufspaltung von drei offenen Spiralen. Man sieht deutlich die wesentlich größere Frequenzaufspaltung bei gegensinniger Kopplung sowohl bei den archimedischen als auch bei den offenen Spiralen.

Für die $\pi/2$-Mode tritt innerhalb der einzelnen Meßreihen nur eine minimale Frequenzänderung ein und die gemessenen Werte für gegensinnige und gleichsinnige Anordnung stimmen überein, d.h. die mittlere Spirale spielt bei der $\pi/2$-Mode keine Rolle, sie "schwingt" nicht mit. Bei den Kurven für gleichsinnige Anordnung tritt an der Stelle, bei der das Längen- bzw. Resonanzverhältnis von äußeren Spiralen zur inneren gleich 1 ist, ein Knick auf. Das ist bei den Kurven für die gegensinnige Kopplung nicht der Fall, was sich möglicherweise durch die sich stärker ändernde Kopplung bei kürzerer mittlerer Spirale erklären läßt. Daß sich der Effekt

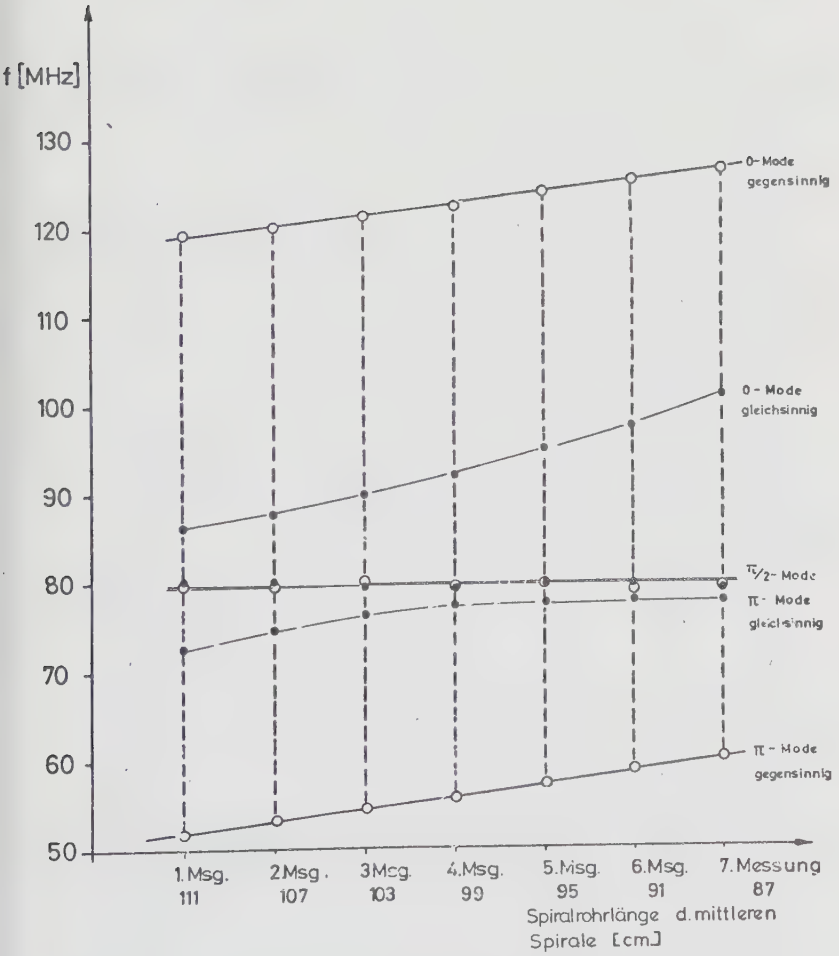


Abb. 5.2.1 - 2 Gemessene Frequenzaufspaltung bei drei gekoppelten archimedischen Spiralen

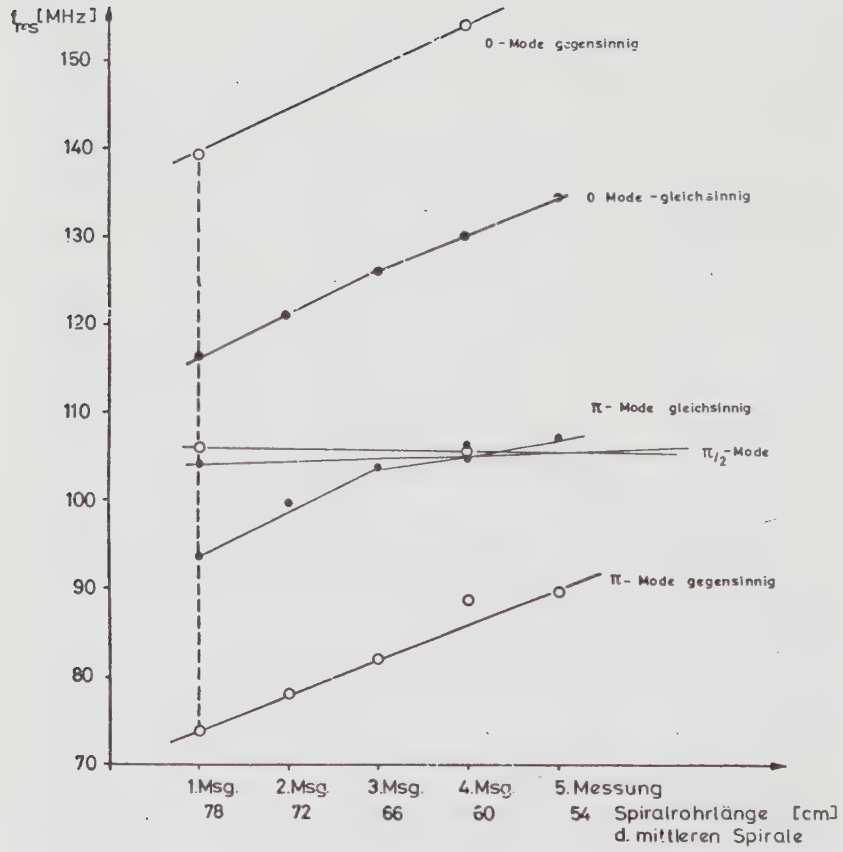


Abb. 5.2.1 - 3 Gemessene Frequenzaufspaltung bei drei gekoppelten offenen Spiralen

nur bei parallel verlaufenden Spiralrohren äußert, zeigt das ausschließliche Auftreten bei gleichsinniger Anordnung. Im Verlauf der Messungen zeigte sich ein deutliches Anwachsen der äußeren und Absinken der inneren Feldpeaks. Die Abbildungen 5.2.1 - 4 und 5 zeigen dieses Verhalten, in denen das Verhältnis der Außen- zu Innenpeaks gegen das Verhältnis der Resonanzfrequenzen der äußeren zur inneren Spirale aufgetragen ist. In beiden Fällen (archimedische und offene Form) zeigt sich das unterschiedliche Verhalten von gegensinniger und gleichsinniger Anordnung der Spiralen. Für eine gleichmäßige Feldverteilung auf der Strahlachse dürfen die Toleranzen bei gegensinnigem Aufbau wesentlich größer sein als bei gleichsinniger Anordnung. Außerdem verlaufen die Kurven bei offenen Spiralen insgesamt flacher als bei den gekoppelten archimedischen. Dieser gleichmäßigen Feldverteilung entsprechen feste Längenverhältnisse der gekoppelten Spiralen bei konstanten äußeren Parametern (Tanklänge, Gapweite, Driftrährengeometrie). Sowohl bei den offenen als auch bei den archimedischen Spiralen fallen die entsprechenden Bereiche, bei denen man von einer gleichmäßigen Feldverteilung sprechen kann, zusammen. Die Stärke der Kopplung bestimmt offenbar die Toleranzen der Mehrfachspiralen. Die über die Frequenzaufspaltung bestimmte elektromagnetische Kopplung (Kopplungskonstante in Kap. 4.2.1) besitzt bei den gleichsinnig angeordneten Spiralen Werte zwischen 0.16 und 0.26, bei den gegensinnig angeordneten Spiralen Werte zwischen 0.58 und 0.68 (Abb. 5.2.1 - 6). Diese Werte für die Kopplung sind extrem hoch.
Trägt man die Resonanzfrequenzen von Einzelspiralen (mittlere Spirale im offenen Tank gemessen) und gekoppelten Spiralen gegen die Spiralrohrlänge auf (Abb. 5.2.1 - 7) und vergleicht man sie mit denen eines $\lambda/4$-Stabes (Koaxialresonator), so sieht man, daß sich die offene Spirale beim Kürzen sehr gut an die Kurve des $\lambda/4$-Stabes angleicht. Außerdem ist die offene Spirale kürzer als die archime-

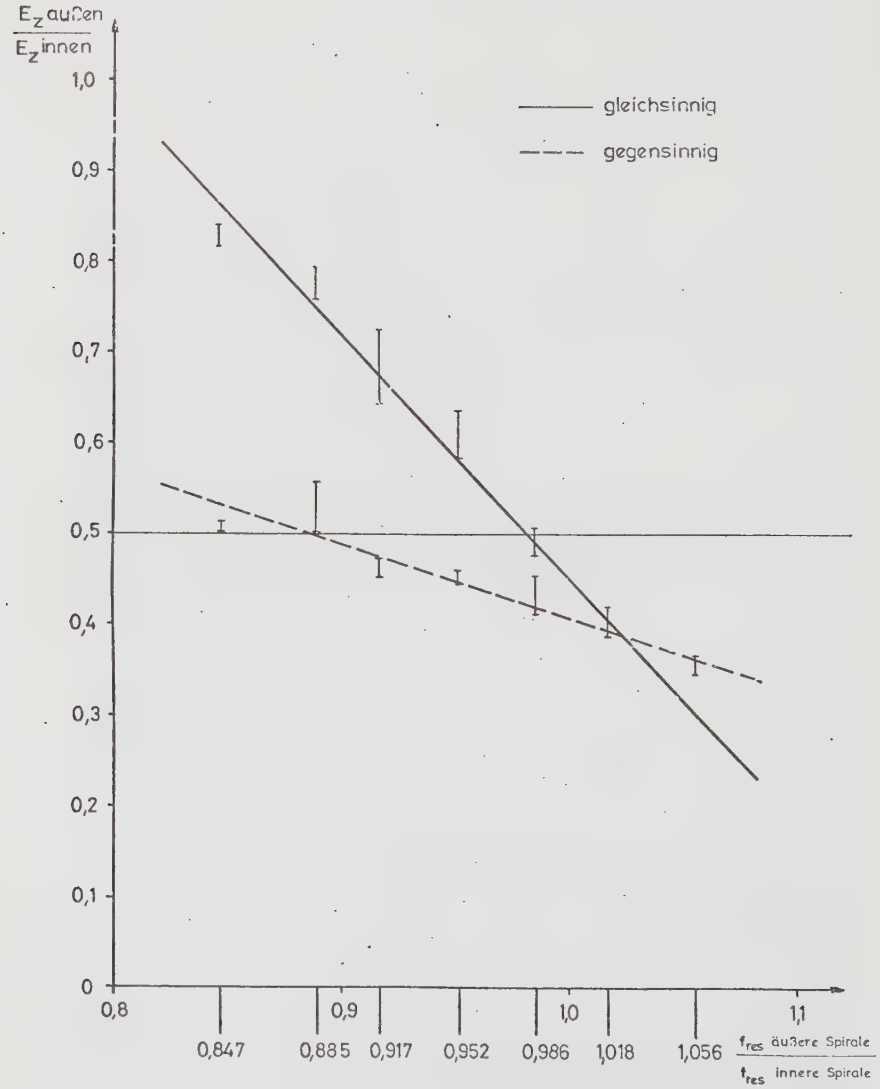


Abb. 5.2.1 - 4 Feldverhalten $E_{z\ außen}/E_{z\ innen}$ dreier gekoppelter archimedischer Spiralen bei Änderung der Resonanzfrequenz der mittleren gegenüber den äußeren $f_{res\ außen}/f_{res\ mitt.}$

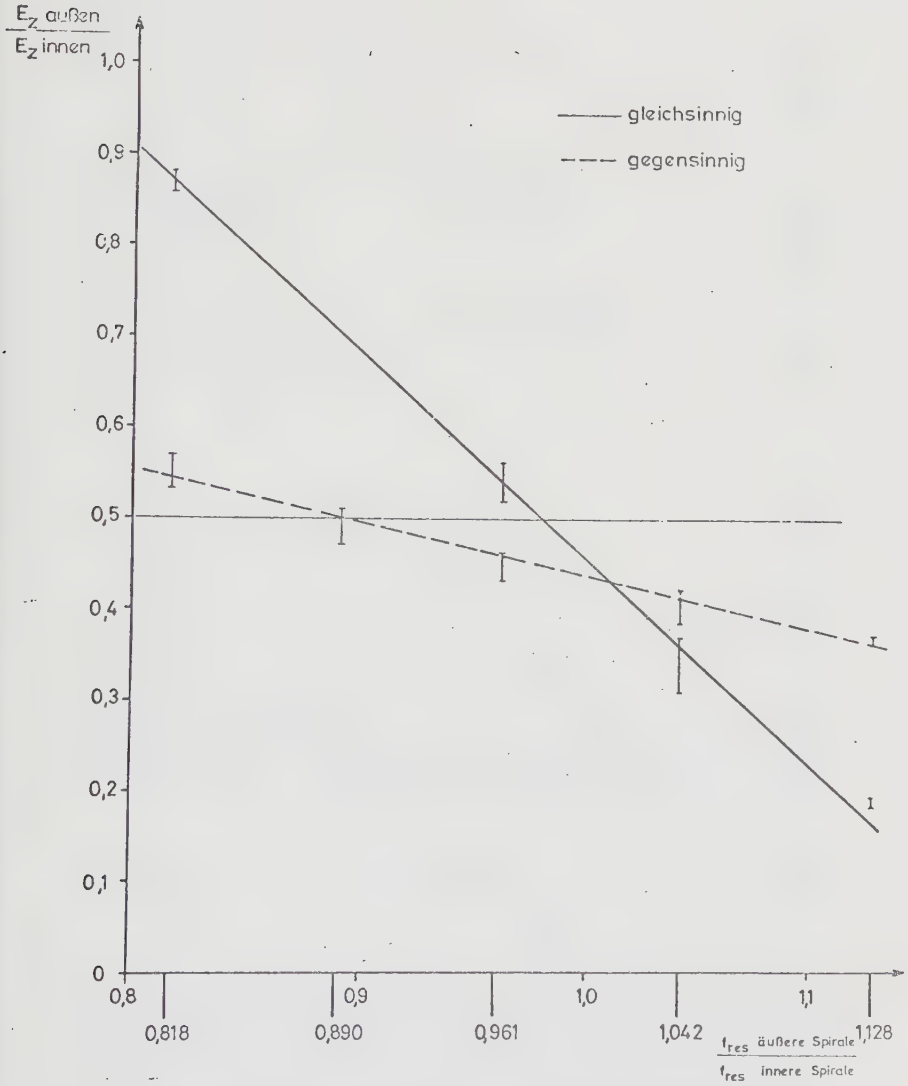


Abb. 5.2.1 - 5 Feldverhalten $E_{z\ außen}/E_{z\ innen}$ dreier gekoppelter offener Spiralen bei Änderung der Resonanzfrequenz der mittleren gegenüber der äußeren $f_{res\ außen}/f_{res\ mitt.}$

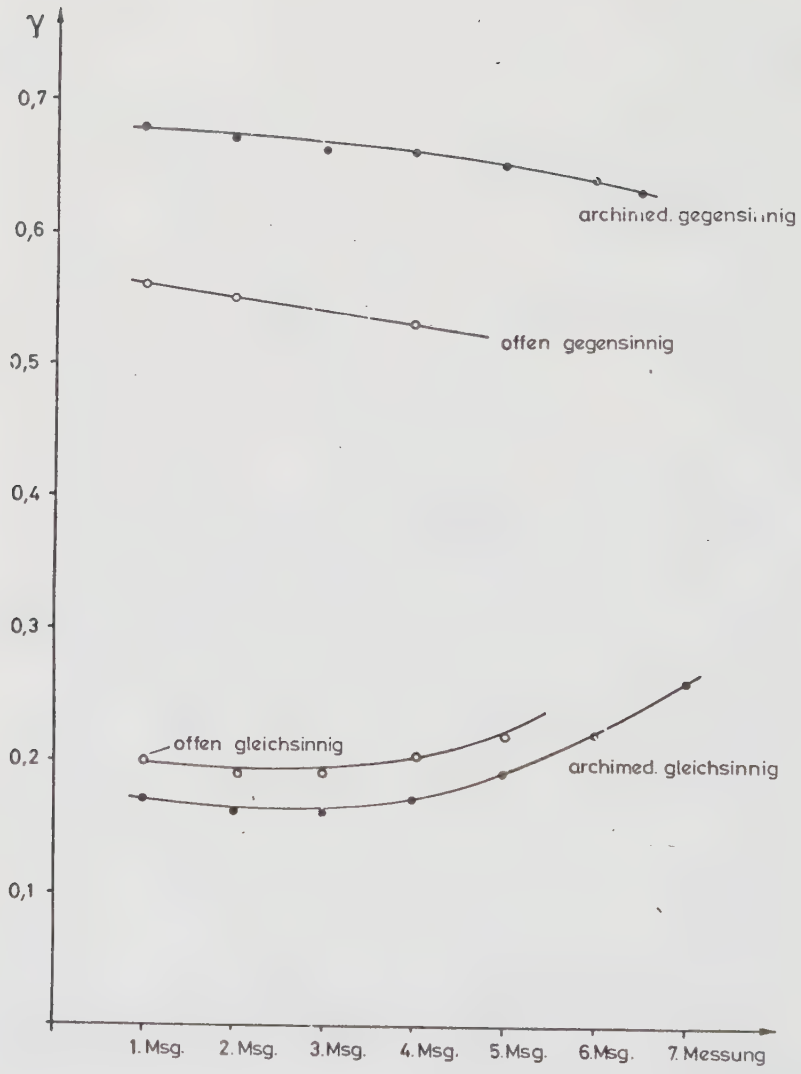


Abb. 5.2.1 - 6 Kopplung bei gleich- und gegensinniger Anordnung von drei Spiralen

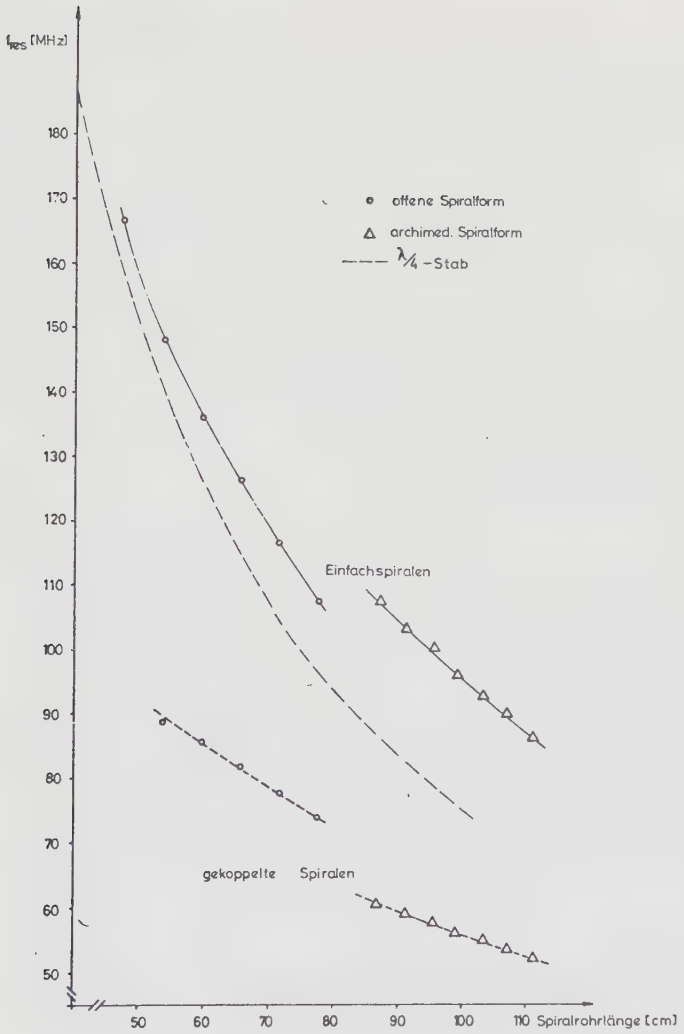


Abb. 5.2.1 - 7 Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Spiralrohrlänge (Spiralrohrlänge ist bei den gekoppelten auf mittlere Spirale bezogen)

dische bei gleicher Frequenz. Die entsprechenden Frequenzen der gekoppelten Spiralen, jeweils bezogen auf die Spiralrohrlänge der mittleren Spirale, liegen deutlich niedriger und verlaufen flacher, was auf die größere gespeicherte elektromagnetische Energie zurückzuführen ist. Dies ist ein Vorteil beim Bau von Beschleunigerstrukturen, da man auf diese Weise durch noch kürzere und weniger parallel verlaufende Spiralrohre den ponderomotorischen Kräften [15] entgegenwirken kann.

Neben den Frequenzmessungen zur Bestimmung der Kopplung wurden die Achsenfelder aufgezeichnet und die charakteristischen Größen bestimmt, um Aufschluß über die Effektivität und Einsatzmöglichkeit der entsprechenden Strukturkonfiguration zu erhalten.

Abb. 5.2.1 - 8 zeigt die RP_{eff}-Werte der einzelnen Messungen. Bei den offenen Spiralen liegen die Werte relativ dicht mit steigender Tendenz zur gleichmäßigen Feldverteilung hin (Messung 4), wobei die Werte bei gegensinniger Anordnung der Spiralen um ca. 50% höher liegen als bei entsprechender gleichsinniger Anordnung. Die charakteristischen Werte für die archimedischen Spiralen weisen ein deutliches Maximum bei gleichmäßiger Feldverteilung auf (10 - 11 MΩ, Messung 2). Die Maxima liegen unwesentlich höher als bei gegensinnig gekoppelten offenen Spiralen (~ 9,5 MΩ). Zum Vergleich sind RP_{eff}-Werte einer Einzelspirale eingetragen, die zwischen 2 und 3 MΩ liegen.

Aus diesen Messungen zeigt sich, daß maximale Effektivität bei einer gleichmäßigen Feldverteilung im Resonator erreicht wird, wobei bei offenen Spiralen größere Toleranzen zulässig sind als bei archimedischen. Die dabei erreichten η-Werte sind bei den archimedischen Spiralen nur unwesentlich größer als bei den offenen. Im Hinblick auf die auftretenden ponderomotorischen Kräfte im Hochleistungsbetrieb wurde deshalb für die Beschleunigerresonatoren den offenen Spiralen der Vorzug gegeben.

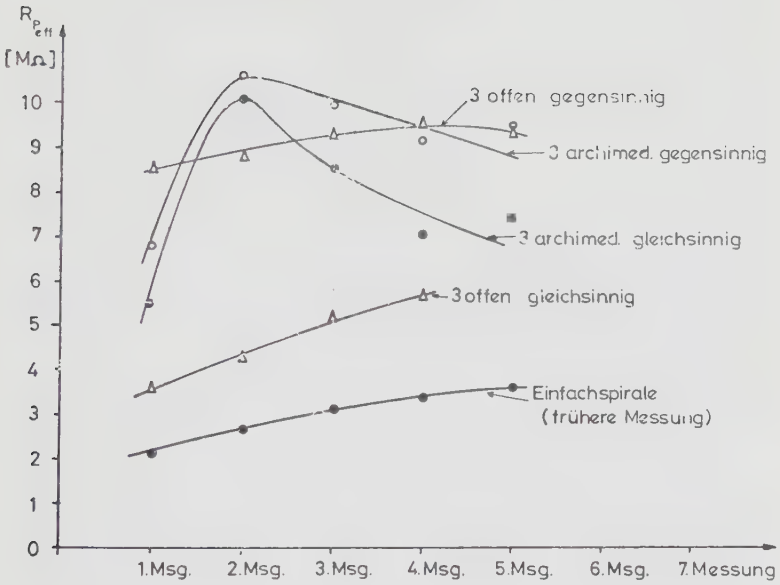


Abb. 5.2.1 - 8 Änderung der RP_{eff}-Werte im Verlauf der einzelnen Messungen an drei gekoppelten Spiralen (Nach jeder Messung wurde die mittlere Spirale gekürzt).

Eine gegensinnige Anordnung der Spiralen ist wegen der höheren π-Werte und der größeren Kopplung (dadurch niedrigere Resonanzfrequenz → kürzere und damit stabilere Spiralen) einer gleichsinnigen vorzuziehen. Die Untersuchungen zeigen, wie die gleichmäßige Verteilung der Hochfrequenzleistung auf die einzelnen Spiralen durch Einstellung unterschiedlicher Eigenfrequenzen erreicht werden kann. Aufgrund der sehr großen Koppelstärke, insbesondere bei gegensinniger Anordnung der Spiralen, ist die notwendige Genauigkeit der "Eigenfrequenzeinstellung" der einzelnen Spiralen nicht sehr hoch, so daß die Spiralrohrlängen nur auf ca. ±3 mm genau sein müssen.

So kann für eine vorgegebene Teilchenenergie bei fester Betriebsfrequenz zunächst das Geschwindigkeitsprofil mit $G = \beta\lambda/2$ von Gapmitte zu Gapmitte festgelegt werden. Nach der zu erwartenden Verlustleistung (geforderter Energiegewinn) wird der Spiralrohrdurchmesser gewählt. Danach werden die Spiralrohrlängen, gemäß der geforderten Betriebsfrequenz bei entsprechenden Driftröhrenabmessungen und Gapweiten, abgeschätzt und eine erste Störkörpermessung mit gleich langen Spiralen vorgenommen. Die Spiralrohrlängen sind dabei so gewählt (Vorgabe), daß nach dem Kürzen der mittleren Spirale um ca. 10%, aus der zunächst sinusförmigen Feldverteilung ein "flattes" beschleunigendes elektrisches Feld bei der geforderten Betriebsfrequenz erreicht wird.

Auf diese Weise wurde zunächst ein Testresonator mit gegensinnig angeordneten offenen Spiralen aufgebaut und Hochleistungstests durchgeführt, die in Kapitel 5.3 zusammengestellt sind.

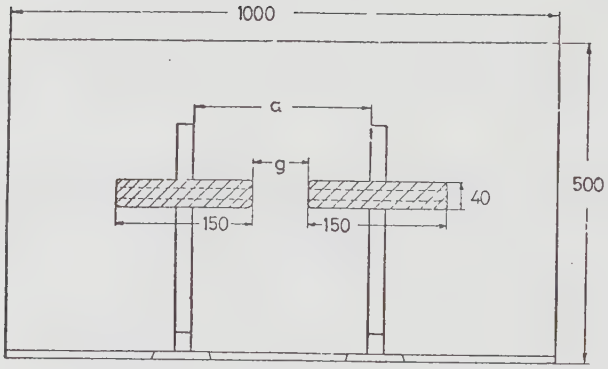
Im folgenden Kapitel sind Untersuchungen auf Meßsenderniveau beschrieben, die näheren Aufschluß über die Kopplungsart mehrerer Spiralen in einem Resonator geben sollen.

5.2.2 Messungen zur Bestimmung der Kopplungsart

Die in Kapitel 5.2.1 an gekoppelten Spiralen durchgeführten Messungen geben Aufschluß über den Einfluß der Spiralenanordnung (gegensinnig; gleichsinnig) auf die Effektivität. Außerdem wurde gezeigt, wie sich eine gleichmäßige Feldverteilung im Resonator mit Hilfe unterschiedlicher Spiralrohrlängen bei festen Gapweiten erreichen läßt.

Ziel der in diesem Kapitel beschriebenen Messungen war es herauszufinden, welche Kopplungsart (induktiv bzw. kapazitiv) für die Frequenzaufspaltung maßgebend ist. Die Untersuchungen beschränkten sich dabei auf Strukturparameter (Gapweiten und Spiralenabstände, Spiralrohrdurchmesser, Drifröhrengeometrie und Tankdurchmesser), die bei Beschleunigungsstrukturen für Teilchenenergien zwischen 1 und 4 MeV/N, dem Einsatzbereich der Spiralresonatoren, gegeben sind. Die Messungen wurden an zwei und drei gekoppelten offenen Spiralen durchgeführt, Um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten und um die Einflüsse von Spiralabstand a und Gapweite g auf die Kopplungen zu studieren, wurde beim Meßaufbau auf die Möglichkeit der Änderung nur eines dieser Parameter Wert gelegt. Die Spiralen waren außerdem identisch und besaßen eine definierte Form (mit einer Lehre gebogen). Sie hatten eine offene Form mit nur etwa einer Windung.

Für die Messungen wurden zwei Spiralen aus Cu-Vierkantrohr (20 x 20 mm) in einem 1 m langen Cu-Meßtank (Ø = 500 mm) auf einer Schiene verschiebbar befestigt. Die Resonanzfrequenz der einzelnen Spiralen betrug 113.4 bzw. 113.7 MHz. Die Drifröhren besaßen eine Länge von jeweils 150 mm, der Außendurchmesser betrug $\emptyset_a$ = 40 mm, mit einer Apertur wie bei den Hochleistungsspiralen von $\emptyset_i$ = 20 mm (Abb. 5.2.2 - 1). Alle Messungen wurden ohne Tankabschlußblenden durchgeführt, um nur den Kopplungseffekt zwischen den Spiralen zu erfassen. Der 1 m lange Tank sollte die



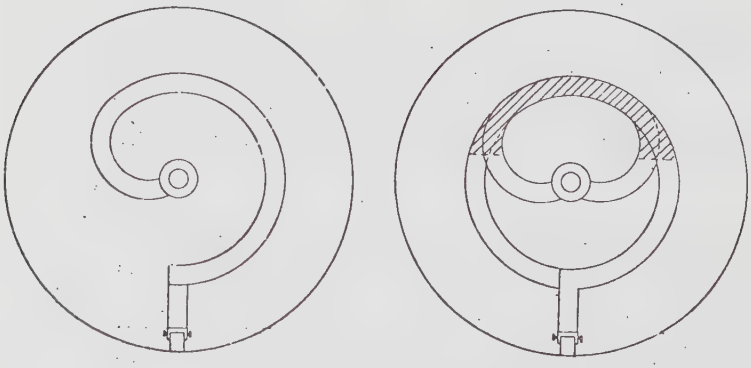


Abb. 5.2.2 - 1 Prinzip des Meßaufbaues mit zwei gekoppelten offenen Spiralen

elektromagnetischen Randeffekte klein halten (Tanklänge groß gegenüber Spiralabständen und Beschleunigungsspalt). Um die Einflüsse von Gapweite und Spiralabstand differenzieren zu können, wurde einmal die Frequenzaufspaltung in Abhängigkeit vom Spiralabstand bei konstanten Gapweiten, zum anderen in Abhängigkeit von der Gapweite bei konstanten Spiralabständen gemessen. Die Spiralen waren dabei jeweils gleich- bzw. gegensinnig angeordnet. Aus der Frequenzaufspaltung von O- und π-Mode wurde, wie in Kapitel 5.2, die Kopplungskonstante berechnet.

Abb. 5.2.2 - 2 zeigt die Frequenzaufspaltung zwischen O- und π-Mode in Abhängigkeit vom Spiralabstand mit Gapweiten von 10, 30 und 50 mm bei gleichsinniger Anordnung der Spiralen. Man sieht deutlich eine unsymmetrische Aufspaltung der Frequenzen, wobei jeweils die höhere der O-Mode und die niedrigere der π-Mode zuzuordnen ist. Die Kurven der π-Mode weisen dabei größere Abstände untereinander auf als die der O-Mode und verlaufen flacher. Diese stärkeren Frequenzänderungen in π-Mode bei entsprechenden Gapweiten sind in der kapazitiven Kopplung im wesentlichen zwischen den Driftröhren aber auch zwischen den Spiralen begründet, auf denen eine näherungsweise sinusförmige Spannungsverteilung vorliegt. Daß die Frequenz in der O-Mode bei fester Gapweite mit zunehmendem Spiralabstand ansteigt und in π-Mode abfällt, weist auf einen induktiven Effekt hin.

In Abb. 5.2.2 - 2 sind außerdem gerechnete Kurven (gestrichelt) eingetragen, die den gemessenen Verlauf sehr gut wiedergeben. Aus den Abbildungen 5.2.2 - 2 und 3 wurden die Kopplungskonstanten berechnet und aufgetragen. Abb. 5.2.2 - 4 zeigt die Kopplung zweier offener Spiralen in Abhängigkeit vom Spiralabstand bei jeweils konstanter Gapweite. Dabei steigt für die gleichsinnig angeordneten Spiralen (durchgezogene Kurven) die Kopplung bei wachsendem Spiralenabstand an. Dies weist darauf hin, daß beim Variieren des Spiralabstandes (g = const.) im wesentlichen

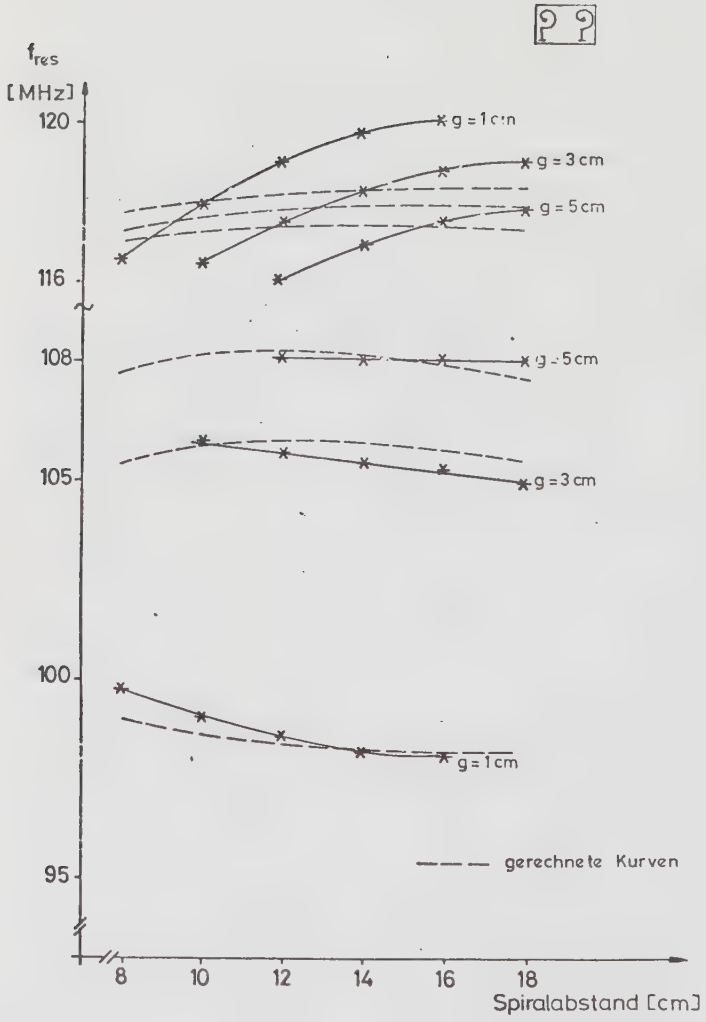


Abb. 5.2.2 - 2 Frequenzaufspaltung bei zwei gekoppelten offenen Spiralen in Abhängigkeit vom Spiralabstand (g = const.). Gleichsinnige Anordnung der Spiralen.

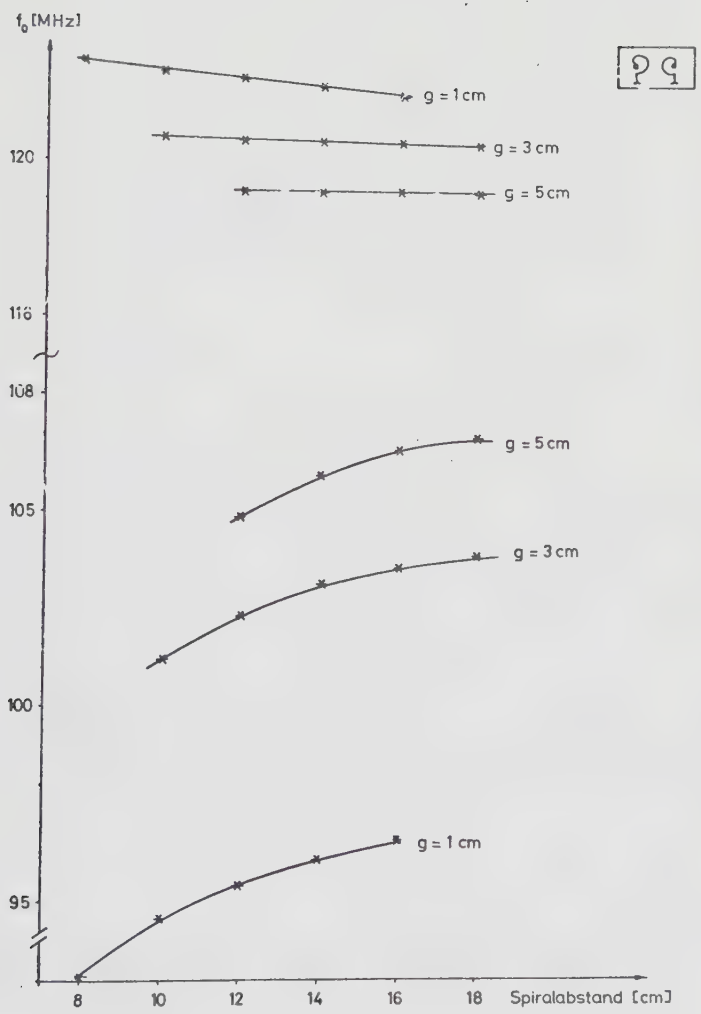


Abb. 5.2.2 - 3 Frequenzaufspaltung bei zwei gekoppelten offenen Spiralen in Abhängigkeit vom Spiralabstand (g = const.). Gegensinnige Anordnung der Spiralen.

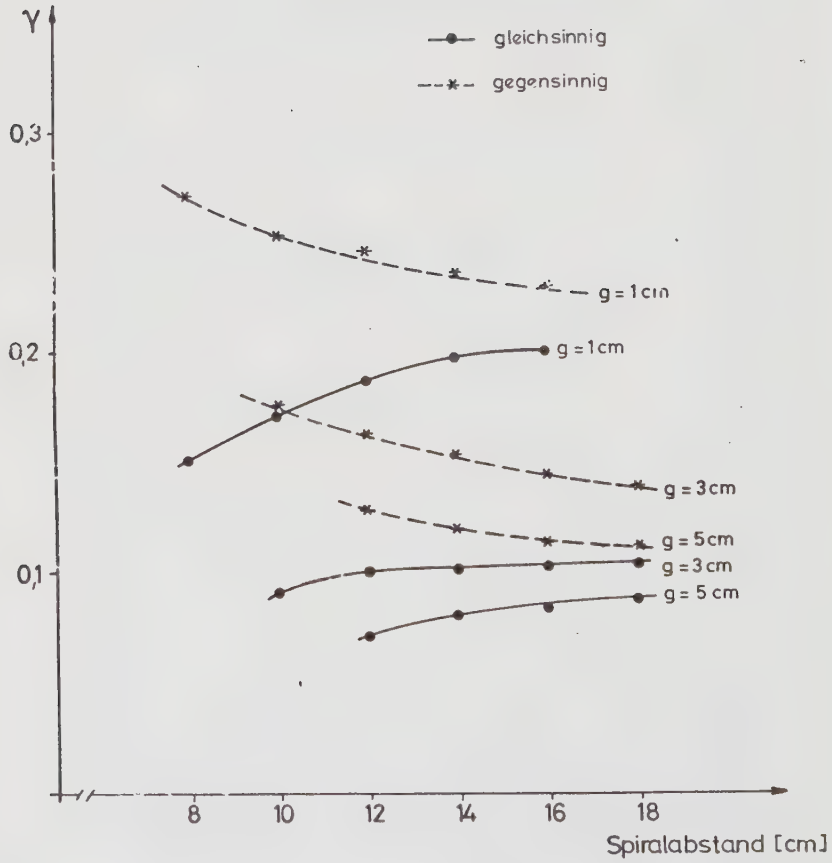


Abb. 5.2.2 - 4 Kopplung zwischen zwei offenen Spiralen in Abhängigkeit vom Spiralabstand bei jeweils konstanter Gapweite

die Änderung der induktiven Kopplung eine Rolle spielt. Sie wirkt in diesem Fall in die entgegengesetzte Richtung wie die kapazitive Kopplung, die bei zunehmendem Abstand kleiner wird. Bei gleichsinniger Anordnung der Spiralen fließen die Ströme in π-Mode in entgegengesetzter Richtung. Die dadurch hervorgerufenen Magnetfelder, die sich in diesem Fall zwischen den Spiralen addieren, werden beim Auseinanderführen der Spiralen (g = const.) geschwächt, was zu einer Frequenzerniedrigung führt. In O-Mode, bei der parallele Ströme in die gleiche Richtung fließen, ist dieser Effekt umgekehrt.

Bei gegensinniger Anordnung der Spiralen muß man zur Kopplungsbeschreibung verschiedene Bereiche betrachten (Abb. 5.2.2 - 1), da die Rohre der einzelnen Spiralen nur teilweise parallel verlaufen. Der induktive Kopplungsbeitrag der "Spiralfüße", die immer parallel verlaufen, dürfte der gleiche wie bei entsprechender gleichsinniger Spiralanordnung sein. Die schraffierten Spiralabschnitte zeigen die Bereiche, in denen die Spiralrohre mehr oder weniger parallel verlaufen, wobei jetzt allerdings die Ströme in diesem Bereich in π-Mode in die gleiche und in O-Mode in die entgegengesetzte Richtung fließen. Das bedeutet, daß die induktive Kopplung bei gegensinniger Anordnung der Spiralen im schraffierten Bereich den umgekehrten Effekt hervorruft wie bei gleichsinniger Anordnung. Dieser Effekt wird jedoch etwas geschwächt durch die in Fußnähe gleichbleibende Kopplung sowohl bei gleich- als auch bei gegensinniger Anordnung der Spiralen. Daher weisen die Kurven der O-Mode in Abb. 5.2.2 - 3 zwar entgegengesetzte Steigung auf, jedoch ist diese bei gegensinniger Spiralanordnung absolut gesehen kleiner. Die induktive Kopplung ist bei gleichsinniger Spiralanordnung stärker als bei gegensinniger, außerdem wirkt sie bei gleichsinniger Anordnung der kapazitiven entgegen, während durch gegensinnige Spiralanordnung die Gesamtkopplung erhöht wird. Abbildungen 5.2.2 - 4 und 5.2.2 - 7 zeigen, daß

die Gesamtkopplung bei gegensinniger Anordnung der Spiralen durchweg höher ist als bei entsprechend gleichsinniger.

Abbildungen 5.2.2 - 5 und 5.2.2 - 6 zeigen die Frequenzaufspaltung zweier gekoppelter offener Spiralen in Abhängigkeit von der Gapweite bei jeweils konstantem Spiralabstand. Die Frequenzänderung in der π-Mode ist sehr viel größer als in der O-Mode. Im Vergleich zu den vorangegangenen Messungen (Abbn. 5.22 - 2 und 3) bewirkt eine Abstandsänderung der Driftröhren eine sehr viel stärkere Frequenzänderung als eine entsprechende Änderung des Spiralabstandes. Daß die induktive Kopplungsänderung nur eine untergeordnete Rolle spielt, wird dadurch deutlich, daß die Kurven sehr dicht beieinander liegen.

In Abb. 5.2.2 - 6 zeigt sich ebenfalls deutlich, daß die kapazitive Kopplung bei der Änderung der Gapweite überwiegt. Im Gegensatz zu den Messungen bei Variation des Spiralabstandes (g = const.), wird die Kopplung mit größerer Gapweite sowohl bei gleich- als auch bei gegensinniger Anordnung kleiner.

Entsprechende Messungen wurden auch mit drei gekoppelten offenen Spiralen durchgeführt, wobei wegen der angestrebten Flatness (Kap. 5.2.1) die mittlere Spirale kürzer gewählt wurde (f_{res} = 126.16 MHz), als die nahezu identischen äußeren Spiralen (f_{res} = 113.85 bzw. 113.95 MHz). Die Driftröhren der äußeren Spiralen waren verschiebbar mit einer Länge von L = 150 mm; die der mittleren war eingelötet und besaß eine Länge von L = 50 mm (Abb. 5.2.2 - 8).

Die Frequenzaufspaltung bei gleichsinniger Anordnung der Spiralen in Abhängigkeit vom Spiralabstand bei jeweils konstanter Gapweite zeigt Abb. 5.2.2 - 9. Der Kurvenverlauf entspricht im wesentlichen dem von zwei gekoppelten gleichsinnigen Spiralen (Abb. 5.2.2 - 2). Hinzu

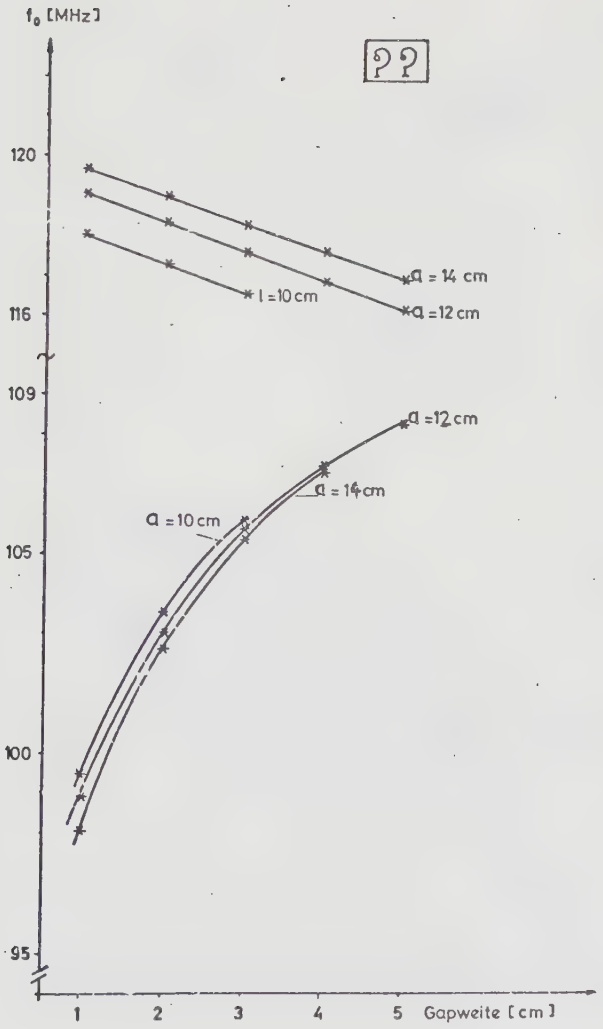


Abb. 5.2.2 - 5 Frequenzaufspaltung bei zwei gekoppelten offenen Spiralen in Abhängigkeit von der Gapweite (a = const.). Gleichsinnige Anordnung der Spiralen.

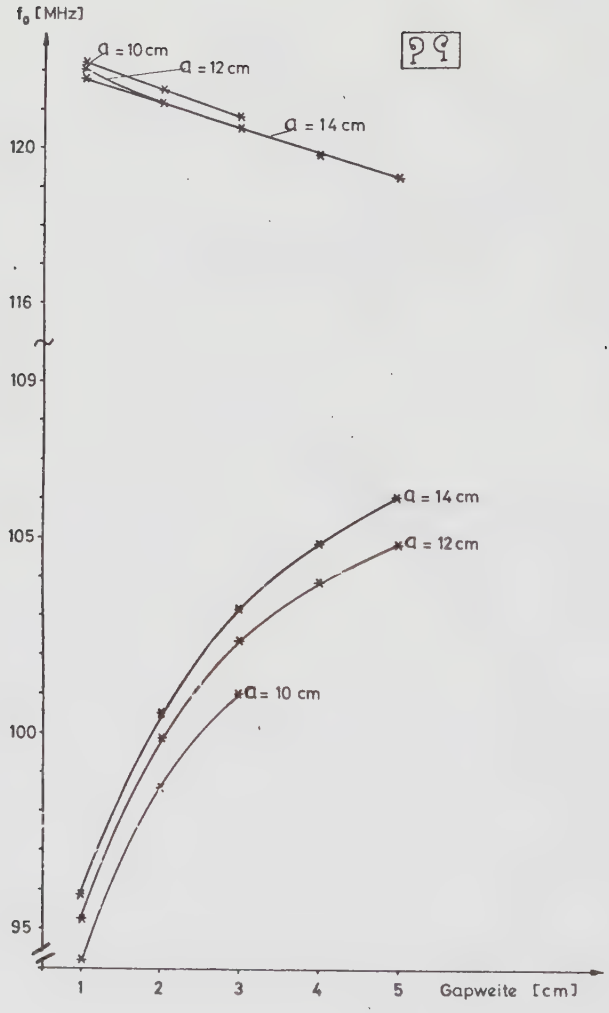


Abb. 5.2.2 - 6 Frequenzaufspaltung bei zwei gekoppelten offenen Spiralen in Abhängigkeit von der Gapweite (a = const.). Gegensinnige Anordnung der Spiralen.

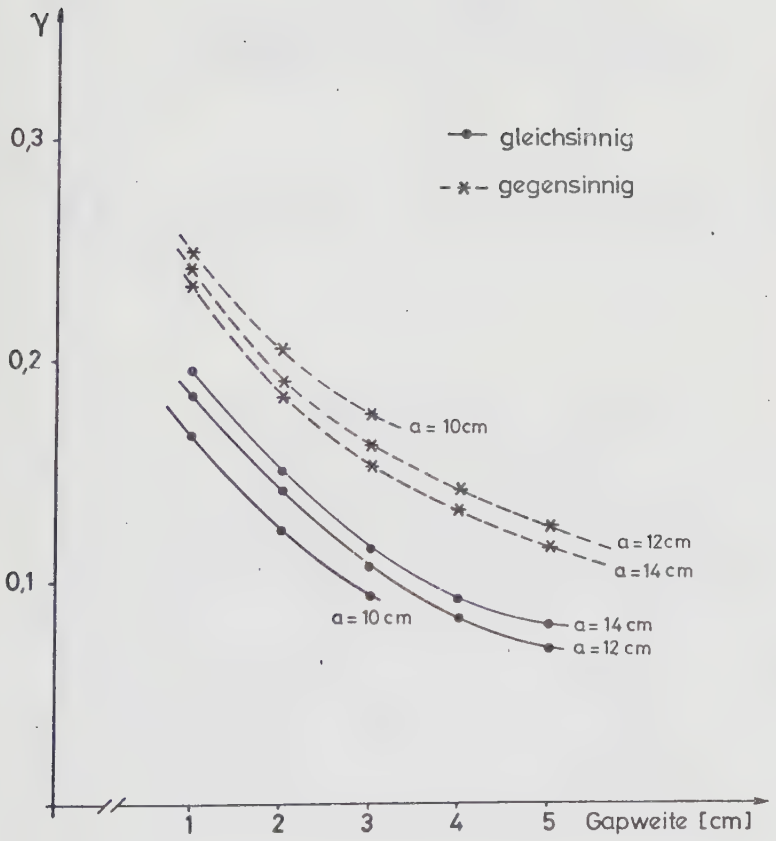
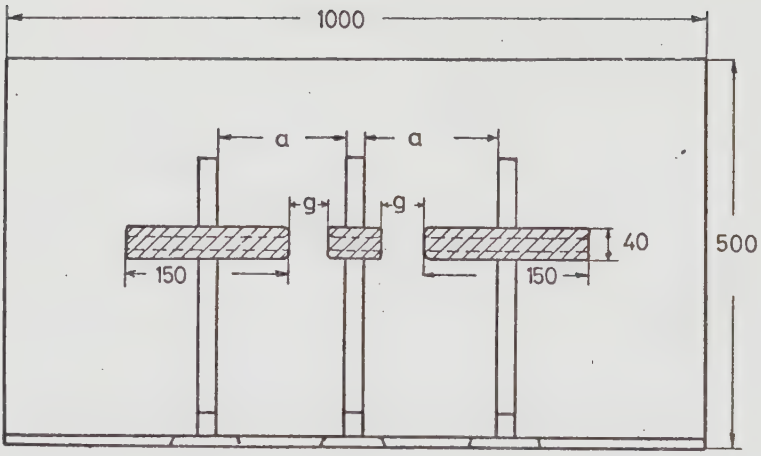


Abb. 5.2.2 - 7 Kopplung zwischen zwei offenen Spiralen in Abhängigkeit von der Gapweite bei jeweils konstantem Spiralabstand



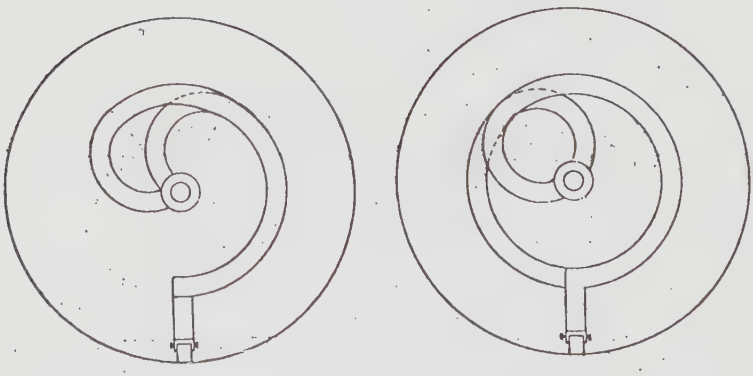


Abb. 5.2.2 - 8 Prinzip des Meßaufbaues mit drei gekoppelten offenen Spiralen

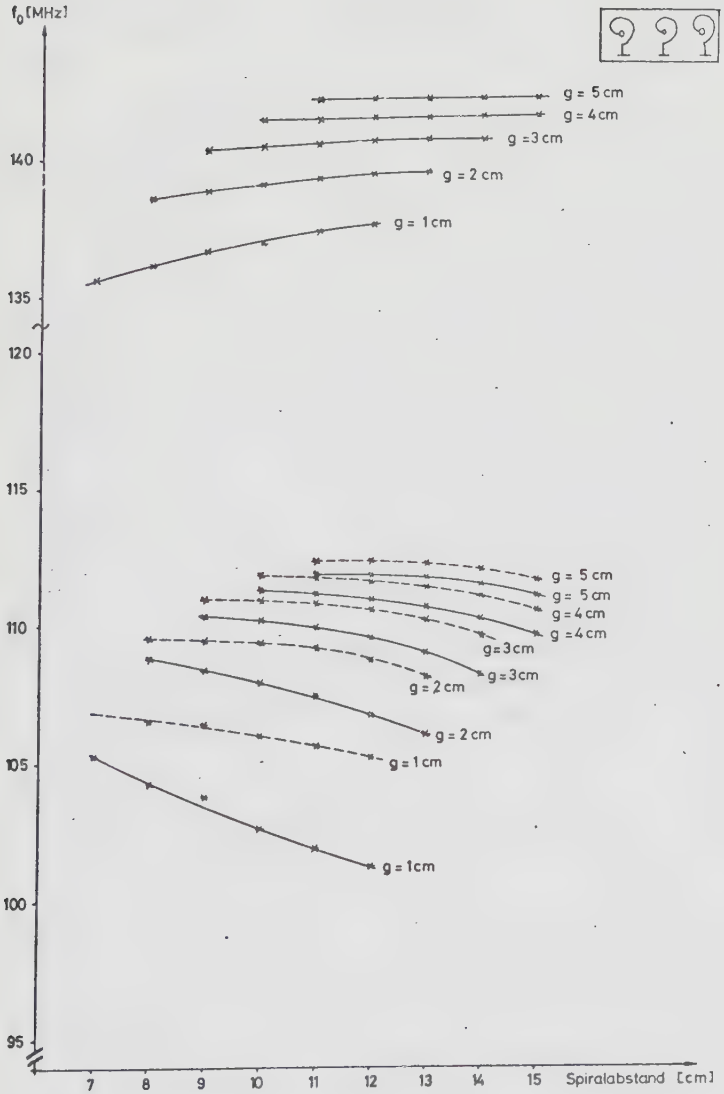


Abb. 5.2.2 - 9 Frequenzaufspaltung bei drei gekoppelten offenen Spiralen in Abhängigkeit vom Spiralabstand (g = const.) Gleichsinnige Anordnung der Spiralen.

kommen die Frequenzen der π/2-Mode(gestrichelte Kurven). Die Aufspaltung ist insgesamt größer als bei zwei Spiralen und auch innerhalb der Moden weisen die Kurven größere Abstände auf.

Bei gegensinniger Anordnung (Abb. 5.2.2 - 10) gibt es geringfügige Abweichungen in der O-Mode. Während die Frequenz bei zwei gekoppelten Spiralen mit zunehmendem Spiralabstand niedriger wird, steigt sie bei drei gegensinnig gekoppelten Spiralen leicht an. Dies rührt vermutlich von einer kapazitiven Kopplung her, denn die Eigenschwingung ist in diesem Falle, bei kürzerer mittlerer Spirale, keine reine O-Mode, bei der die Spiralen auf gleichem Potential liegen. Da die Spiralen, wie für den Hochleistungsbetrieb gefordert, in π-Mode auf ein flattes beschleunigendes Feld eingestellt sind, ergibt sich in O-Mode eine gestörte Potentialverteilung. Dies zeigte sich in allen zusätzlichen Messungen, bei denen die entsprechenden Felder mit Hilfe der Störkörpermethode aufgezeichnet wurden. Aus den Frequenzaufspaltungen ließ sich, wie bei zwei gekoppelten Spiralen, die Kopplung bei den verschiedenen Spiralabständen berechnen. In Abb. 5.2.2 - 11 ist die Kopplung für gleich- und gegensinnige Anordnung von drei Spiralen in Abhängigkeit vom Spiralabstand aufgetragen.

Die Kopplungsänderung ist im Vergleich zu zwei Spiralen geringer, die Kurven verlaufen flacher und liegen enger beieinander. Insgesamt ist die Kopplung größer und wie bei zwei Spiralen ($Y = 0.12 - 0.28$) ist sie bei gegensinniger Anordnung deutlich höher ($Y = 0.28 - 0.36$) gegenüber dem gleichsinnigen Aufbau ($Y = 0.22 - 0.30$).

Bei der Frequenzaufspaltung in Abhängigkeit von der Gapweite (Abbn. 5.2.2 - 12 und 13) gibt es sowohl bei gleich- als auch bei gegensinniger Anordnung starke Abweichungen im Kurvenverlauf der O-Mode gegenüber dem für zwei gekoppelte Spiralen. Die Kopplung ist überwiegend kapazitiv

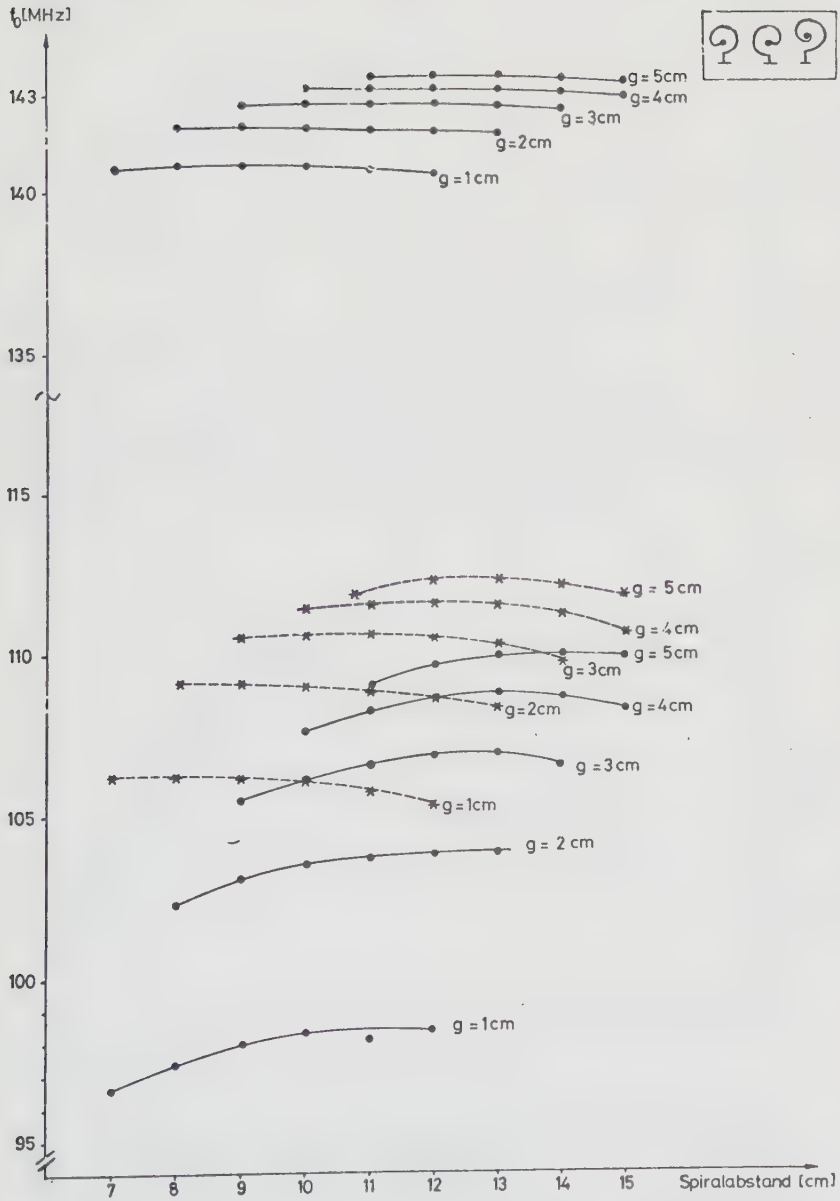


Abb. 5.2.2 - 10 Frequenzaufspaltung bei drei gekoppelten offenen Spiralen in Abhängigkeit vom Spiralabstand (g = const.). Gegensinnige Anordnung der Spiralen.

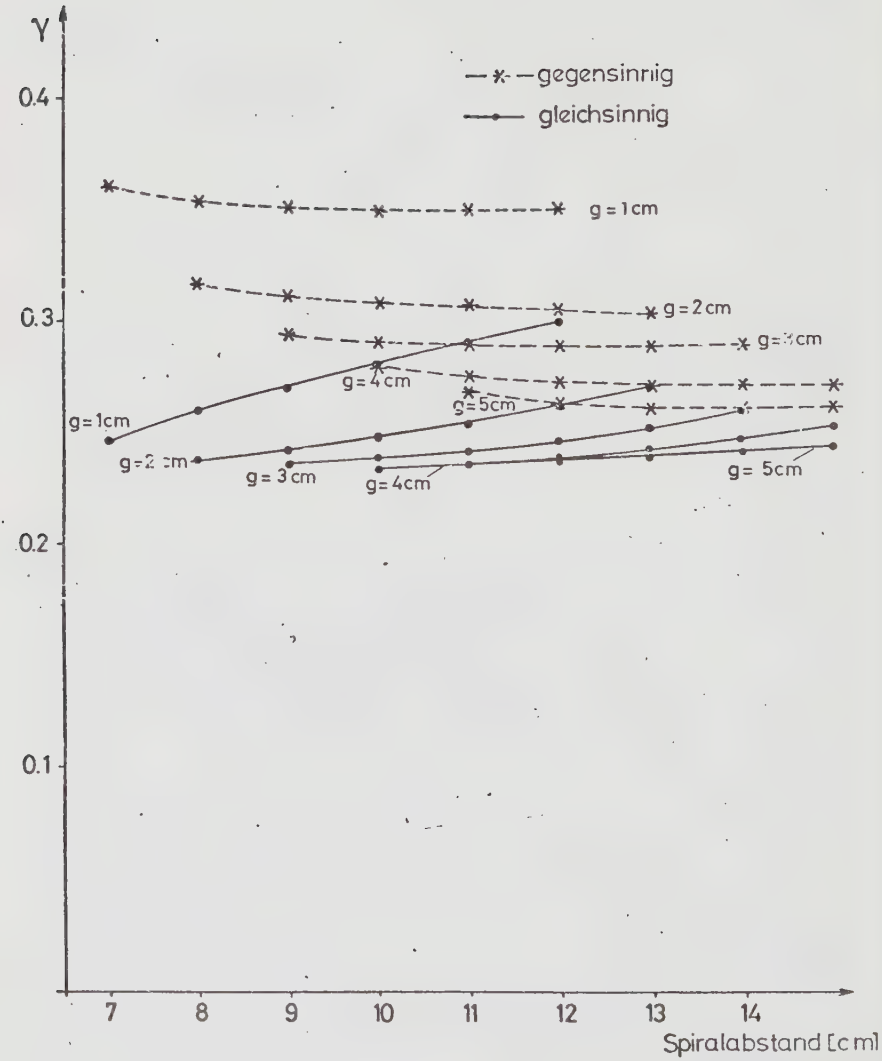


Abb. 5.2.2 - 11 Kopplung zwischen drei offenen Spiralen in Abhängigkeit vom Spiralabstand bei jeweils konstanter Gapweite

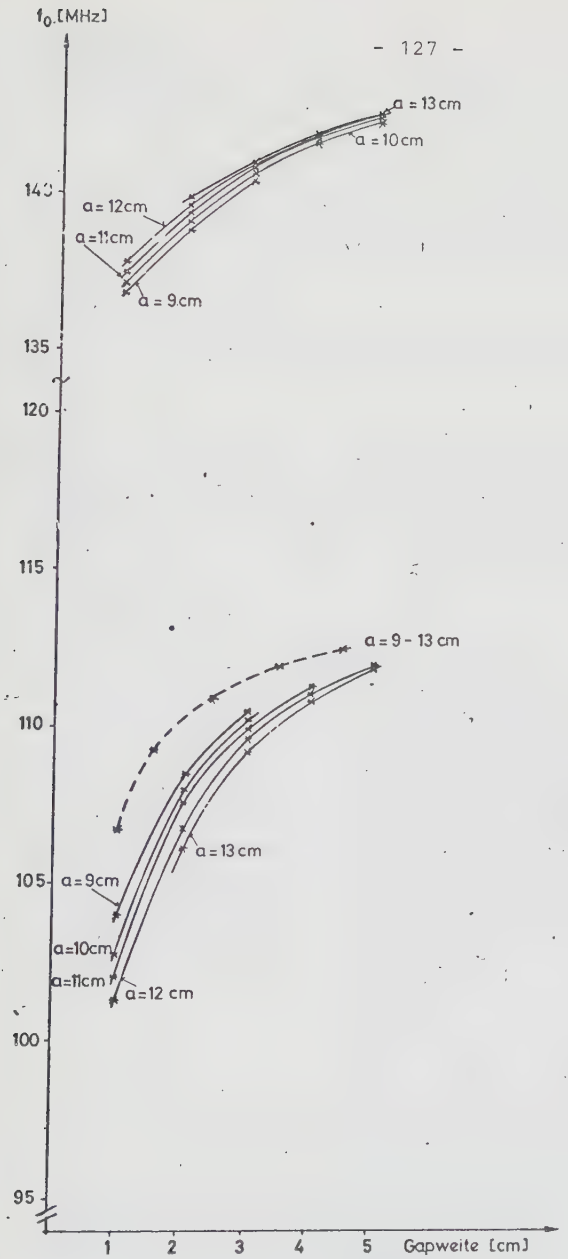


Abb. 5.2.2 - 12 Frequenzaufspaltung bei drei gekoppelten Spiralen in Abhängigkeit von der Gapweite (a = const.). Gleichsinnige Anordnung der Spiralen.

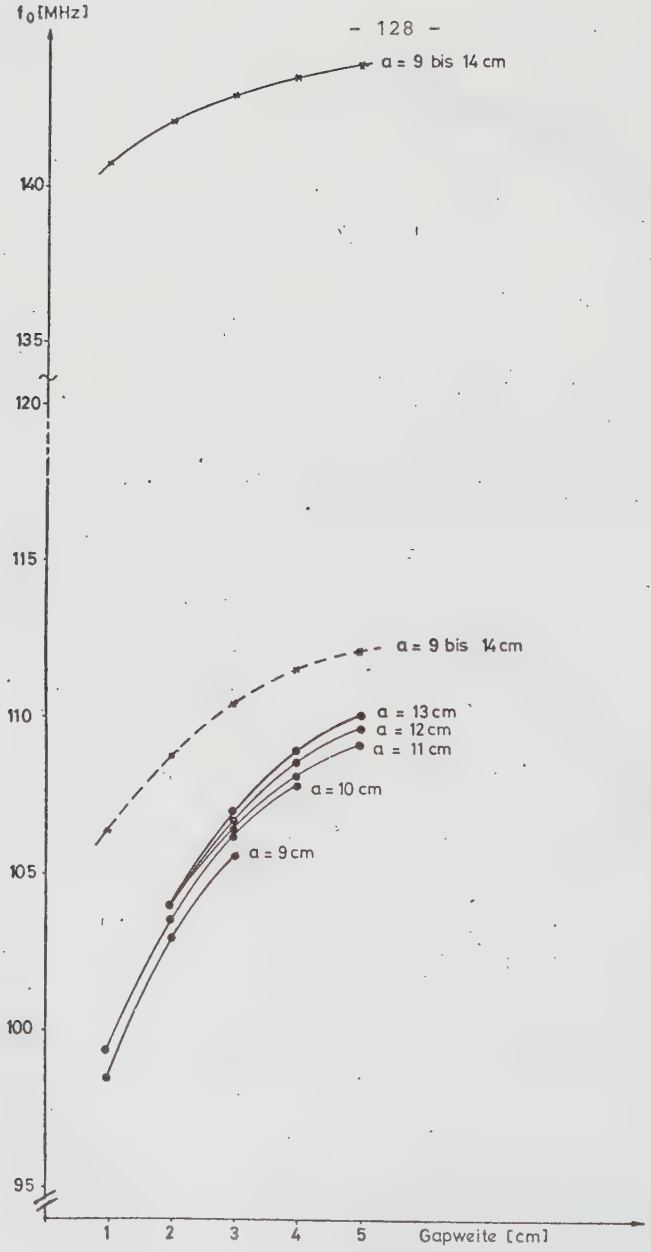


Abb. 5.2.2 - 13 Frequenzaufspaltung bei drei gekoppelten offenen Spiralen in Abhängigkeit von der Gapweite (a = const.). Gegensinnige Anordnung der Spiralen.

durch die schon erwähnte Potentialverteilung in O-Mode. Daß dieser Effekt schwächer ist als bei der π-Mode, zeigt die geringere Steigung. Aus den geringen Abständen der Kurven in den einzelnen Moden, teilweise lassen sie sich bei den gewählten Maßstäben nicht auflösen, ergibt sich eine vernachlässigbare induktive Kopplungsänderung. Die Frequenzaufspaltung ist für drei gekoppelte Spiralen höher als für zwei.
In Abb. 5.2.2 - 14 sind die Kopplungskonstanten von drei Spiralen in Abhängigkeit von der Gapweite aufgetragen.

Die Messungen zeigen, daß die Kopplung überwiegend kapazitiv ist, also in π-Mode (Beschleunigungsmode) hauptsächlich durch die Kapazität des Beschleunigungsspaltes bestimmt wird. Ein kleiner Beschleunigungsspalt erweist sich demnach als vorteilhaft für eine große Kopplung außerdem erreicht man einen guten Transittimefaktor.

Nachteile sind die Abnahme des Wirkungsgrades bei größerer Kapazitätsbelastung durch die Driftröhren und die hohen Feldstärken bei zu kleinen Gaps (Überschläge). Außerdem zeigen Untersuchungen [15], daß die elektrischen Felder zwischen den Driftröhren bei Mehrgapstrukturen (Mehrfachspirale, Splitring) den Hauptbeitrag zur ponderomotorischen Verstimmung liefern. Beim Aufbau eines Mehrfachspiralresonators wird man also eine gegensinnige Anordnung der Spiralen wählen und die Gapweite relativ klein halten (g~ Apertur).

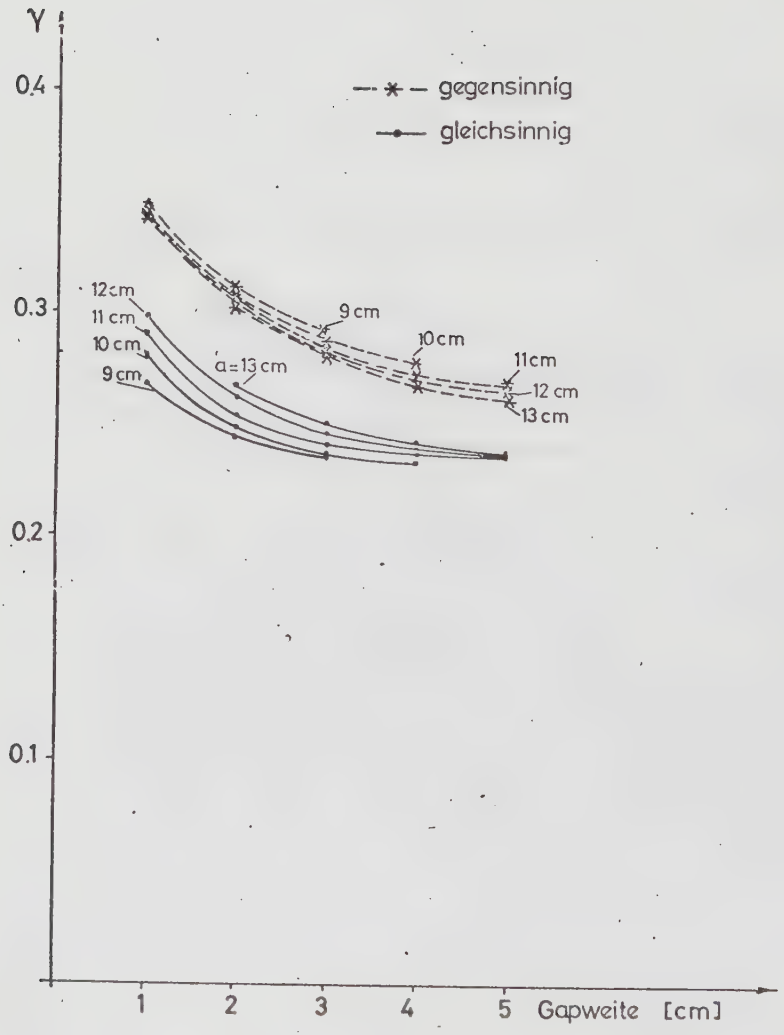


Abb. 5.2.2 - 14 Kopplung zwischen drei offenen Spiralen in Abhängigkeit von der Gapweite bei jeweils konstantem Spiralabstand.

5.2.3 Aufbau eines Testresonators

Im folgenden werden der Aufbau eines Testresonators mit drei gekoppelten Spiralen und die damit durchgeführten Hochleistungsmessungen beschrieben.

Die Tests sollten für die Nachbeschleunigersektion im Institut für Kernphysik Hinweise auf die Anregung ponderomotorischer Schwingungen und die Konstruktion geben und außerdem Erfahrungen mit HF-Durchführung, Tauchkolben, Edelstahltank und offener Spiralform in der speziellen Anordnung gegensinnig gekoppelter Spiralen liefern.

Zur Untersuchung der Schwingungen wurde der Spiralrohrdurchmesser bewußt klein gehalten (Ø = 12 mm), um Anregungen schon bei niedrigen Senderleistungen zu erreichen.

Die drei gekoppelten Spiralen wurden zunächst im Hochleistungstank, L = 200 mm, Ø = 350 mm, auf die Resonanzfrequenz von 108.5 MHz abgestimmt, wobei durch Kürzen der mittleren Spirale ein gleichmäßiges Achsenfeld in π-Mode erreicht wurde.

Abb. 5.2.3 - 1 zeigt den geöffneten Resonator.

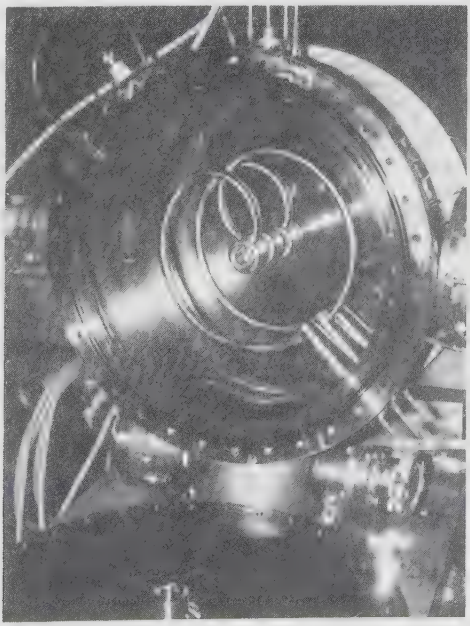


Abb. 5.2.3 - 1
Testresonator mit drei gekoppelten Spiralen

Mit Hilfe der Störkörpermethode wurde die E_z^2-Verteilung aufgenommen und daraus die charakteristischen Werte bestimmt. Abb. 5.2.3 - 2 zeigt die Feldverteilung auf der Beschleunigungsachse. In Abb. 5.2.3 - 3 ist die daraus berechnete Transittimekurve aufgetragen. Am Ende des Kapitels sind die wichtigsten geometrischen und elektrischen Daten in einer Tabelle (5.2.3-I) im Vergleich mit den Werten der im gleichen Tank getesteten Einfachspirale (Kap. 5.1.3) zusammengefaßt.

Die Einkopplung der Hochfrequenzleistung erfolgte wieder über eine wassergekühlte drehbare Schleife mit Keramikdurchführung. Das Verhalten des Dreifachspiralresonators war während des Hochleistungsbetriebes relativ unproblematisch, obwohl bei Leistungen um 20 kW (25% ED) die Spiralen bei bestimmten Pulsfolgefrequenzen zu starken Schwingungen angeregt wurden. Abb. 5.2.3 - 4 zeigt zwei Schwingungsspektren bei Leistungen von 5 kW bzw. 10 kW und 20% ED. Die eingezeichneten Pfeile markieren die Resonanzstellen. Beim Betrieb mit 5 kW Impulsleistung bei Pulsfolgefrequenzen oberhalb von 50 Hz war kein Phasenstörhub mehr meßbar. Die Messungen wurden daraufhin mit 10 kW Impulsleistung durchgeführt. Die Resonanz bei ~60 Hz schaukelte sich nur sehr langsam auf und war bei wiederholten Untersuchungen mit 5 kW nicht anregbar. Um diese Schwingungen sichtbar zu machen, wurde der Tank umgebaut und mit Sichtfenstern (Bleiglas) versehen, so daß mit Hilfe einer Fernsehkamera und Stroboskoplampen die angeregten Schwingungen auf Videoband aufgezeichnet werden konnten [15].

Im Vergleich zu den Messungen am Einfachspiralresonator (Kap. 5.1.4) weist die Dreifachspirale eine deutlich größere Effektivität auf, während die Flexibilität (Breite der TT-Kurve) eingeschränkt ist (Abb. 5.2.3 - 3) Die statische Frequenzverschiebung konnte durch die Kopplung dreier Spiralen auf $-\Delta f_{stat.} = 7 \pm 1.5$ kHz/kW

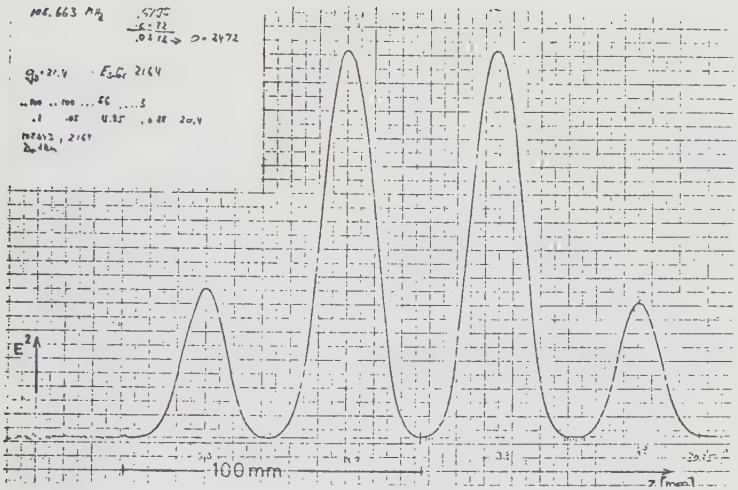


Abb. 5.2.3 - 2 E_z^2-Verteilung im Dreifachspiralresonator

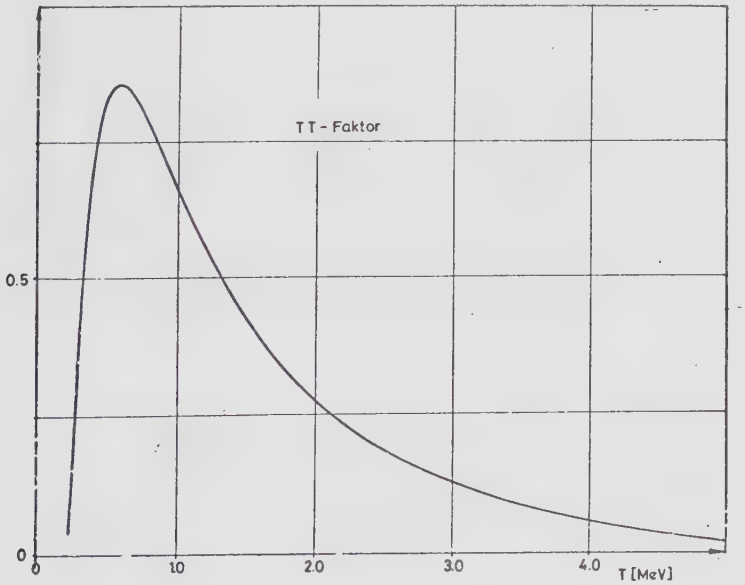


Abb. 5.2.3 - 3 Transittimefaktor in Abhängigkeit von der Einschußenergie beim Dreifach-spiralresonator

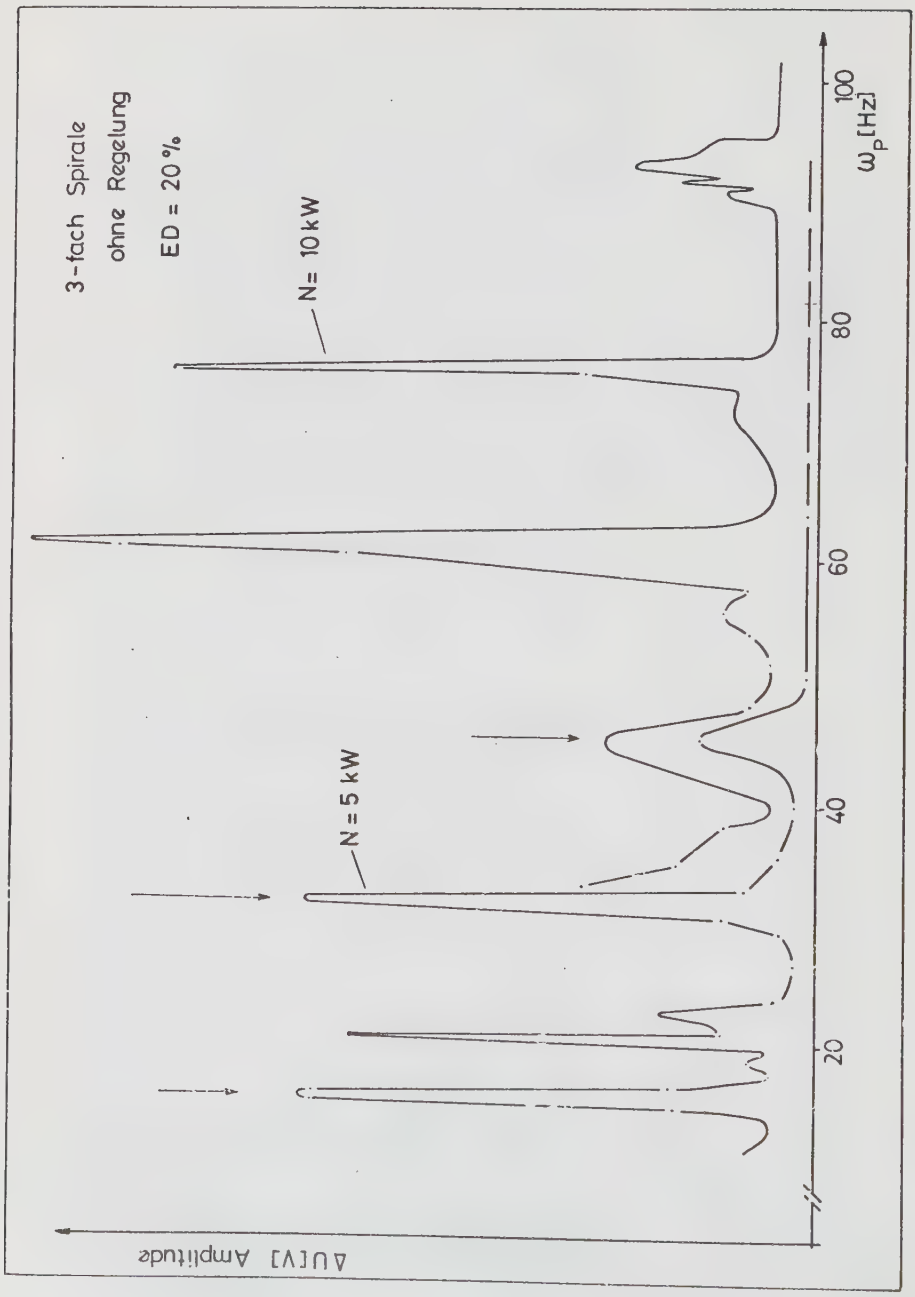


Abb. 5.2.3 - 4 Mechanisches Anregungsspektrum der Dreifachspirale

(Abb. 5.2.3 - 5) gegenüber der Einfachspirale (Kap. 5.1.4) mit $-\Delta f_{stat.} = 17.5$ kHz/kW gesenkt werden, obwohl die Gapweite gegenüber dem Einfachresonator (g = 33 mm) nur g = 18 mm betrug. Die relativ starke Abweichung der Geraden für 9 kHz/kW gegenüber den beiden anderen, läßt sich durch die trotz kürzester Meßzeiten nicht zu vermeidende thermische Frequenzshift bei hohen Leistungen erklären. Die Frequenzänderung durch die Erwärmung des Außenleiters konnte nicht berücksichtigt werden. In Tabelle 5.2.3-I sind noch einmal die geometrischen Daten sowohl vom Einfachspiralresonator (Kap. 5.1.3), als auch vom Dreifachspiralresonator zusammengefaßt. Über den Aufschluß ponderomotorischer Anregungen von Schwingungen hinaus ergaben die Hochleistungstests wertvolle Hinweise auf die Konstruktion des Dreifachspiralresonators als Nachbeschleunigersektion im Institut für Kernphysik.

So zeigte sich z.B., daß der Außenleiter aus verkupfertem Edelstahl zusätzlich gekühlt werden muß. Außerdem war die Kühlung der Spiralfüße bei dem Testresonator nicht ausreichend für die geforderte Verlustleistung von ~80 kW (25% ED) der Nachbeschleunigerstruktur im Institut für Kernphysik. Die Verluste am Übergang Spiralfuß - Außenleiter mußten ebenfalls verringert werden. Im anschließenden Kapitel 5.2.4 ist die Nachbeschleunigersektion beschrieben, die aus den gesammelten Erfahrungen mit dem Testresonator entwickelt wurde.

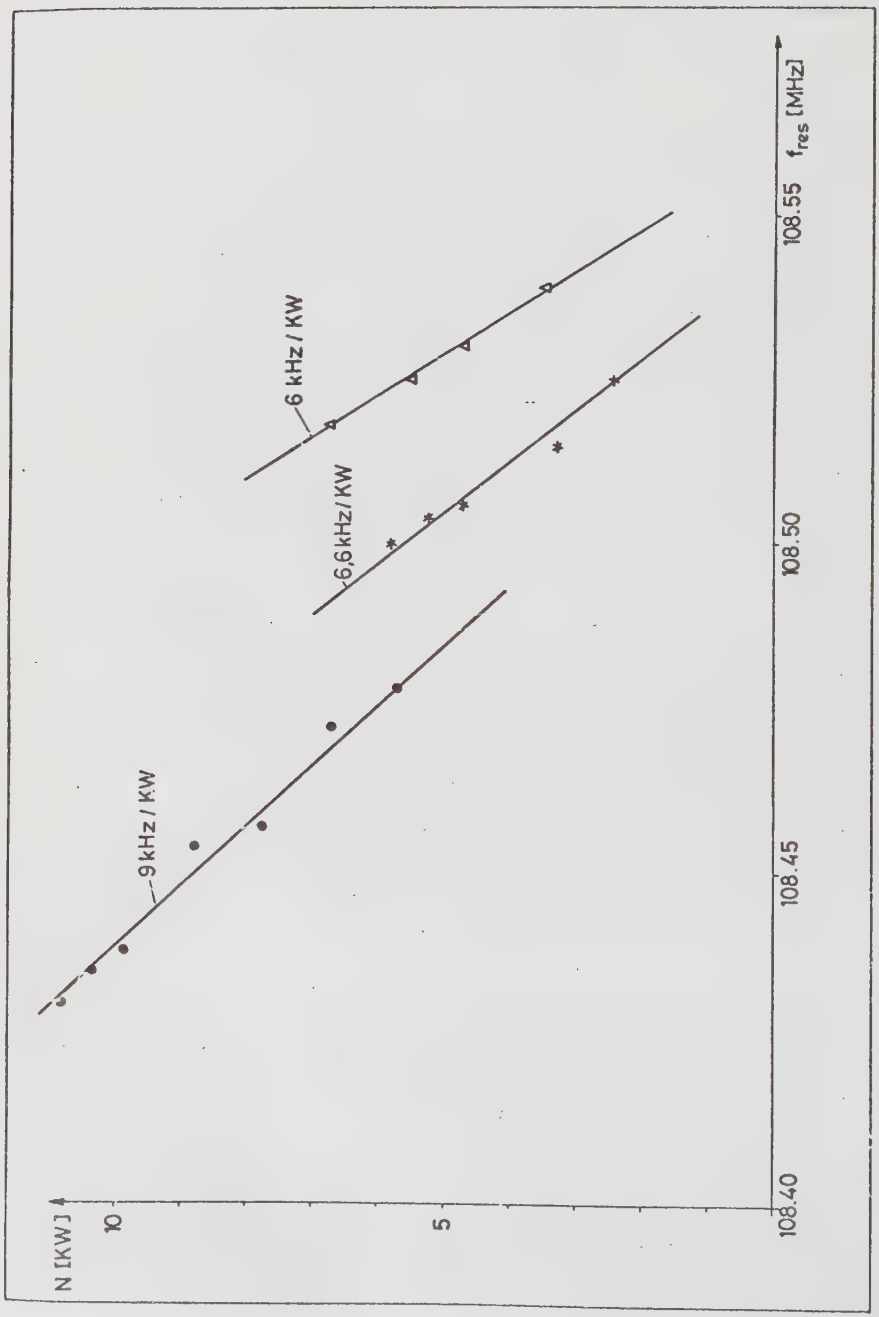


Abb. 5.2.3 - 5 Statische Frequenzverschiebung bei drei gekoppelten Spiralen

Tabelle 5.2.3-I Geometrische und elektrische Daten des Einfachspiral-resonators aus Kap. 5.1.4 und der Dreifachspirale

Alle Maße in [mm]

	Tanklänge	Tankdurchmesser	Spiraldriftröhrenlänge	Durchmesser d. Driftröhren außen	Durchmesser d. Driftröhren innen	Länge der Blendendriftröhren	Gapweite
Einfach-Spirale	200	350	44	40	20	45	33
3-fach Spirale	200	350	28	40	20	22	18

	Resonanzfrequenz [MHz]	Güte	η_o [MΩ/m]	η_{eff} [MΩ/m]	RP_o [MΩ]	RP_{eff} [MΩ]	$-\Delta f_{stat}$ [kHz/kW]
Einfach Spirale	108.5	3849	24.8	19.1	5.0	3.9	17.5 ± 2
3-fach Spirale	108.5	3472	58.8	42.1	12.0	8.6	7 ± 1.5

5.2.4 Nachbeschleunigersektion mit drei gekoppelten Spiralen

Nach den vorausgegangenen Messungen zur Optimierung der Effektivität und des Betriebsverhaltens von Einfachspiralresonatoren und Resonatoren mit gekoppelten Spiralen wurde die Dreifachspirale für das Nachbeschleunigerprojekt im Institut für Kernphysik [23] aufgebaut. Sie ist neben einer Splitringstruktur [24] die erste Nachbeschleunigersektion und auf eine Teilchenenergie von ~1 MeV/N ausgelegt. Die Energie von Stickstoff- bzw. Neonionen ($^{14}_{7}N^{2+}$ bzw. $^{20}_{10}Ne^{3+}$), deren Ladungszustand in einem Folienstripper nach der Beschleunigungsstrecke im Van de Graaff (7 MV Terminalspannung) auf $^{14}_{7}N^{5+,6+}$ bzw. $^{20}_{10}Ne^{7+,8+}$ erhöht wird, kann mit den beiden Nachbeschleunigerstrukturen nahezu verdoppelt werden.
Mit 80 kW (25% ED) eingespeister Verlustleistung wird eine Beschleunigungsspannung von 1 MV mit der Dreifachspirale erreicht.

Aufgrund der Wahl von nur vier Beschleunigungsspalten lassen sich Teilchen im Energiebereich von 0.8 - 1.7 MeV/N noch mit 80% der Beschleunigungsspannung (U_{max} = 1 MV) beschleunigen.

Die Spiralen wurden aus Stabilitätsgründen, um eine möglichst große Wandstärke zu erreichen, aus Cu-Platten gefräst und anschließend hart zusammengelötet. Aus dem gleichen Grund wurde eine offene Spiralform gewählt. Der kreisförmige Spiralrohrquerschnitt sollte gegenüber Rechteckrohr eine geringere kapazitive Belastung zu Nachbarspiralen und Außenleiter gewährleisten und somit zu einer höheren Effektivität beitragen (Kap. 5.1.2). Außerdem wurden sie gegensinnig angeordnet. Da der Spiralresonator in π-Mode betrieben wird und große Ströme zwischen den Spiralen fließen, sollten die Übergangswiderstände an den Spiralfüßen so klein wie möglich

gehalten werden. Aus diesem Grunde wurden die drei Spiralen auf eine gemeinsame Cu-Platte gelötet (Abb. 5.2.4 - 1) und um die Verluste gering zu halten, anschließend verkupfert (GSI).

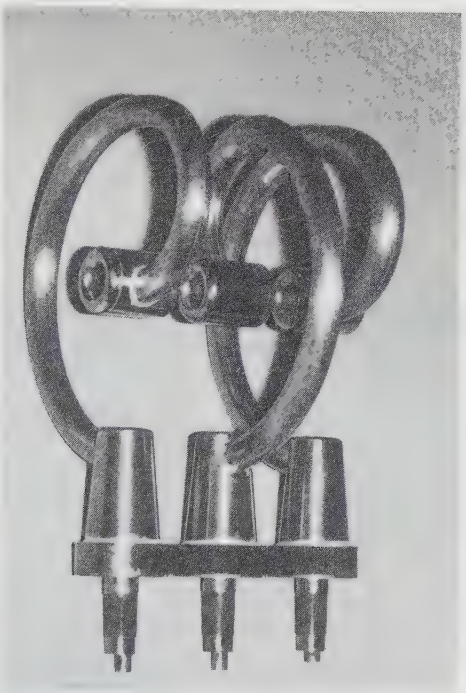


Abb. 5.2.4 - 1
Spiralen für die Nachbeschleunigersektion im Institut für Kernphysik

Im verkupferten Edelstahlresonator (Ø = 350 mm) sind die Spiralen vitongedichtet auf eine entsprechende wassergekühlte Platte geschraubt. Die Spiralen und Spiralendriftröhren sind ebenfalls wassergekühlt. Zur Kühlwasserrückführung dient ein jeweils in die Spirale eingelegtes

Cu-Rohr (Ø = 8 mm). Der Edelstahltank ist an den Stellen hoher Strombelastung mit aufgelöteten Kühltaschen versehen.

Die ebenfalls gekühlten Blendendriftröhren sind eingeschraubt und ermöglichen beim Einmessen der Betriebsfrequenz die Feinabstimmung. Die Grobeinstellung der Resonanzfrequenz ($\Delta f \sim 0.5$ MHz) wird durch Kürzen der Spiralrohre vorgenommen. Die erwünschte gleichmäßige Feldverteilung wird erreicht, indem die mittlere Spirale kürzer als die beiden gleichlangen äußeren Spiralen gewählt wird (Kap. 5.2.1). Die Hochfrequenzleistung wird über eine drehbare wassergekühlte Schleife in der Nähe des Fußes der mittleren Spirale eingekoppelt (>60 dB). Abb. 5.2.4 - 2 zeigt die eingesetzte Hochfrequenzdurchführung mit Einkoppelschleife. Der motorgetriebene, ebenfalls gekühlte Tauchkolben zur Regelung der Resonanzfrequenz ist als Platte ausgebildet, um einmal bei kleinem Hub die entsprechende Frequenzänderung zu gewährleisten und zum anderen durch möglichst "gleichmäßige" kapazitive Belastung der drei Spiralen die gleichmäßige Feldverteilung zu erhalten.

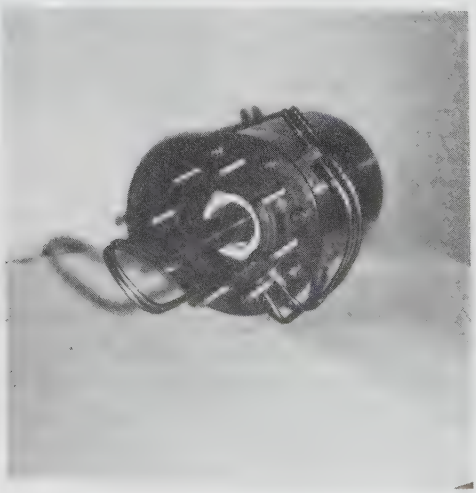


Abb. 5.2.4 - 2
Hochfrequenzdurchführung mit Ankoppelschleife

Abb. 5.2.4 - 3 zeigt den geöffneten Resonator.

Aus der Störkörperaufzeichnung des beschleunigenden Feldes E_z^2 auf der Strahlachse (Abb. 5.2.4 - 4) wurden die charakteristischen Werte der Dreifachspirale berechnet.

Abb. 5.2.4 - 5 zeigt den Transittimefaktor und die RP-Werte in Abhängigkeit von der Teilchenenergie. In Tabelle 5.2.4-I sind die geometrischen und elektrischen Daten zusammengestellt.

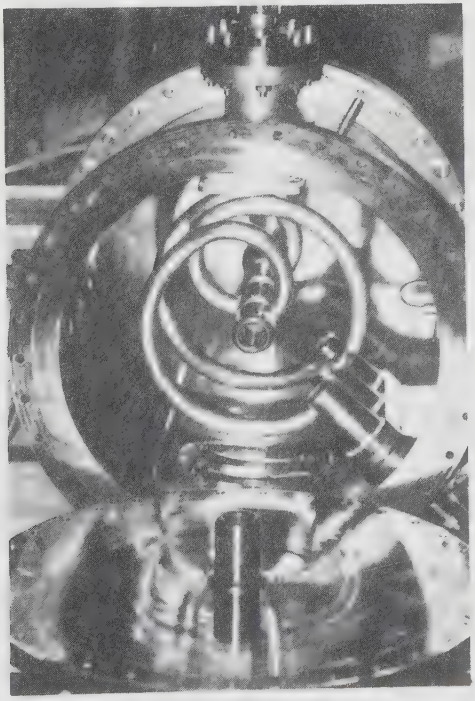


Abb. 5.2.4 - 3
Dreifachspirale als Nachbeschleunigersektion im Institut für Kernphysik

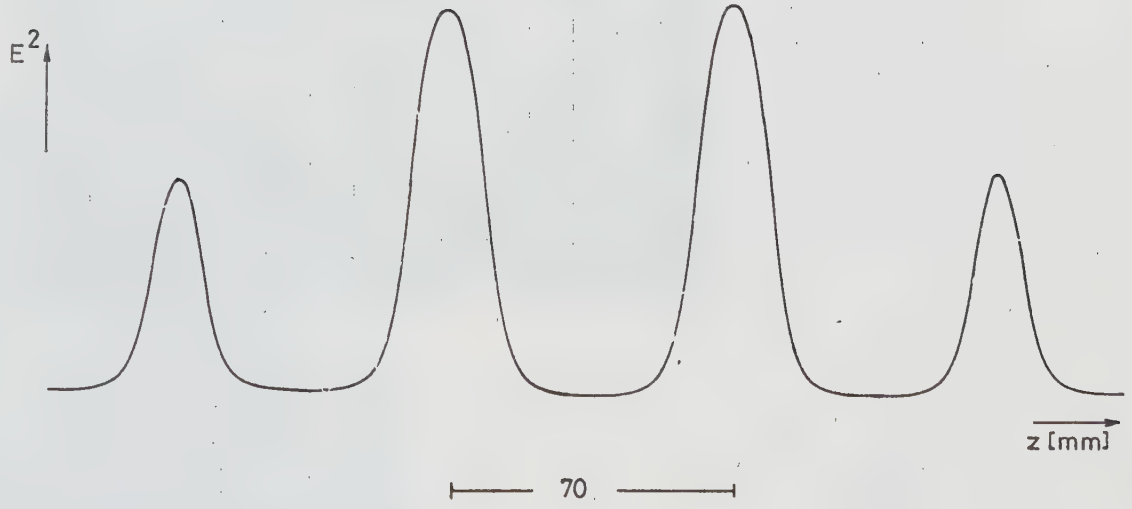
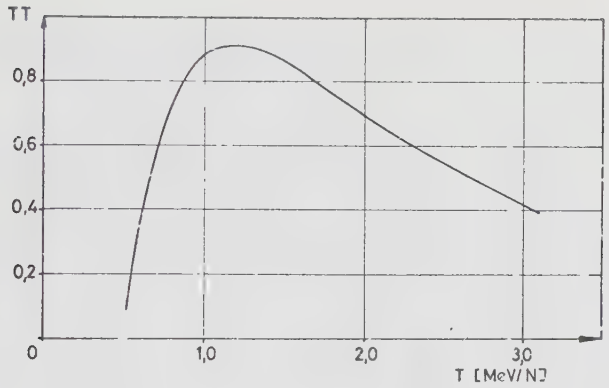


Abb. 5.2.4 - 4 Feldverteilung E_z^2 auf der Strahlachse der Dreifachspirale (IKF)



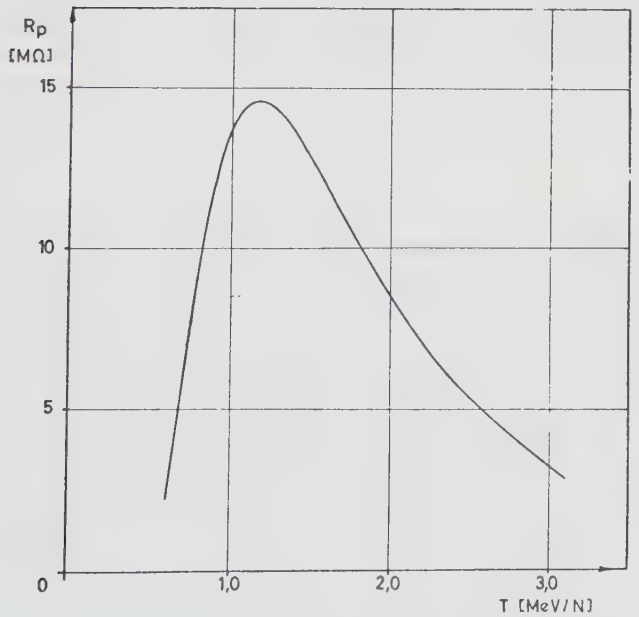


Abb. 5.2.4 - 5 Transittimefaktor und RP-Werte als Funktion der Teilchenenergie der Dreifachspirale im Institut für Kernphysik

Tabelle 5.2.4-I Geometrische und elektrische Daten der Dreifachspirale

Tank:	Durchmesser $\emptyset$ = 350 mm
	Länge L = 320 mm
Spiralen:	Rohrquerschnitt $\emptyset$ = 20 mm gefräst
Spiralendriftröhren:	l = 50 mm
	$\emptyset_a$ = 40 mm
	$\emptyset_i$ = 20 mm
Blendendriftröhren:	l = 56 mm
	$\emptyset_a$ = 40 mm
	$\emptyset_i$ = 20 mm
Resonanzfrequenz:	f_{res} = 108.5 MHz
Güte:	Q = 4200
Shuntimpedanz:	η_o = 55 MΩ/m
	η_{eff} = 45,7 MΩ/m
	RP_o = 17.4 MΩ
	RP_{eff} = 14.6 MΩ
	N_{soll} (1.0 MV) = 80 kW

6. Aufbau des Nachbeschleunigers im Institut für Kernphysik, Frankfurt

Die Nachbeschleunigersektionen, Dreifachspirale, Splitring sowie der Buncher (Einfachspirale) wurden in das vorhandene Strahlrohrsystem vom 7 MV Van de Graaff eingebaut. Abb. 6 - 1 zeigt eine Skizze. Um höhere Ladungszustände der Ionen erreichen zu können, durchläuft der Strahl nach dem Van de Graaff, der in einer Halle im Erdgeschoß steht, einen Folienstripper. Mit Hilfe eines 90°-Magneten im Keller (Selektion der Ladungszustände) wird der Teilchenstrahl horizontal umgelenkt und kann über einen 25°-Schaltmagneten zu drei Experimentierplätzen geleitet werden. In das mittlere Strahlrohr wurden die Nachbeschleunigersektionen eingebaut.

Abb. 6 - 2 zeigt das mittlere Strahlrohr mit den Nachbeschleunigerresonatoren.

Die erste Hochfrequenzstruktur, der Buncher, befindet sich direkt hinter dem 25°-Magneten. Er sitzt auf einem Metallrahmen, der auf Schwingungsdämpfern liegt, um die Anregung mechanischer Schwingungen von außen durch laufende Pumpen zu vermeiden. Der Strahl wird anschließend durch ein Triplett auf die erste Nachbeschleunigersektion (Dreifachspirale) fokussiert. Die Beschleunigerkavitäten (Abb. 6 - 3) sitzen ebenfalls auf einem schwingungsgedämpften Stahlrahmen und jede für sich ist nochmals auf einem mit Schwingungsdämpfern versehenen Gestell montiert, denn die Plattform, auf der das gesamte Strahlrohrsystem mit Experimentierplätzen ruht, wird durch Vakuumpumpen und laufende Maschinen zu spürbaren Schwingungen angeregt. Vor und hinter den Resonatoren sind Diagnoseboxen eingebaut, die der Strahloptimierung und Einstellung der Resonatoren dienen. Über zwei 90°-Magnete kann dann der Strahl zu Experimentierplätzen im Erdgeschoß umgelenkt werden.

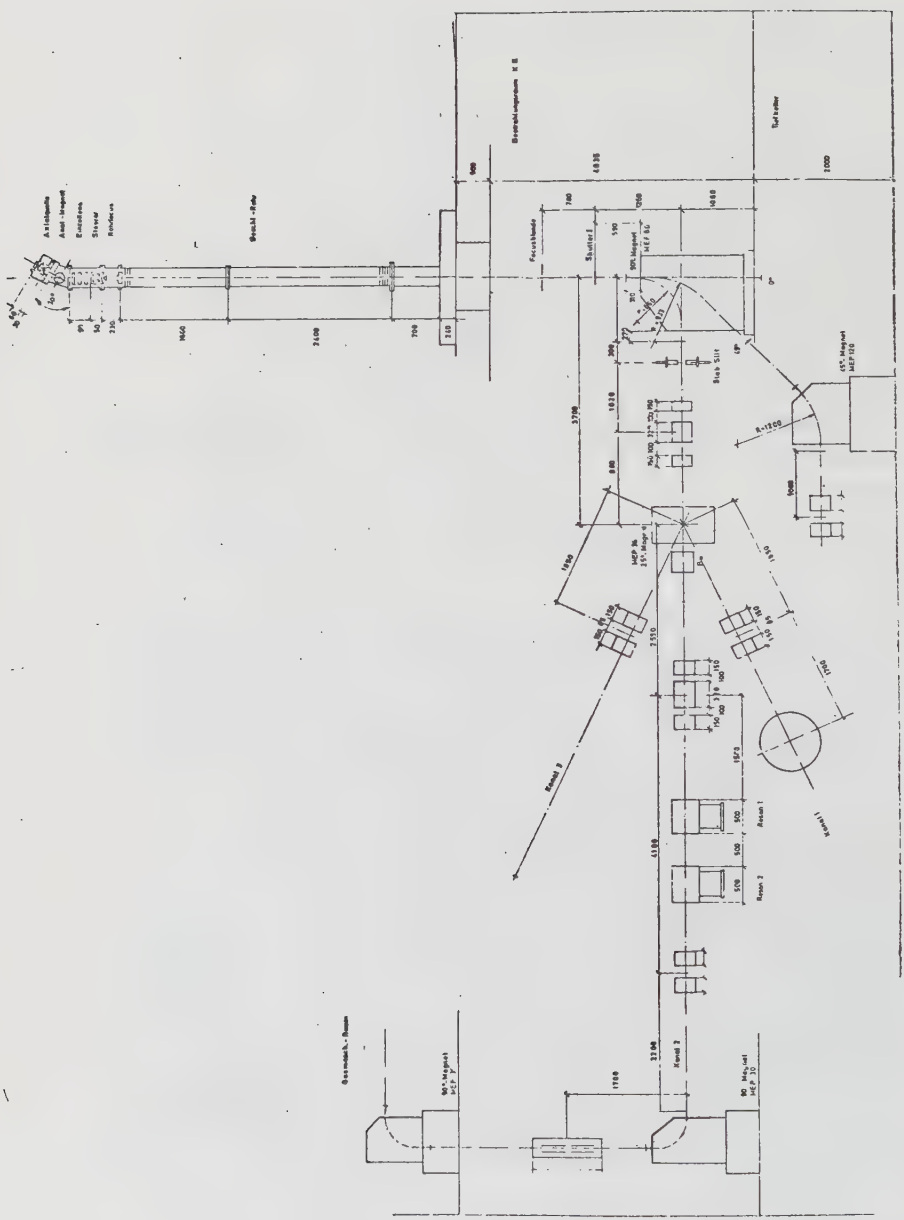


Abb. 6 - 1 Strahlführung im Institut für Kernphysik

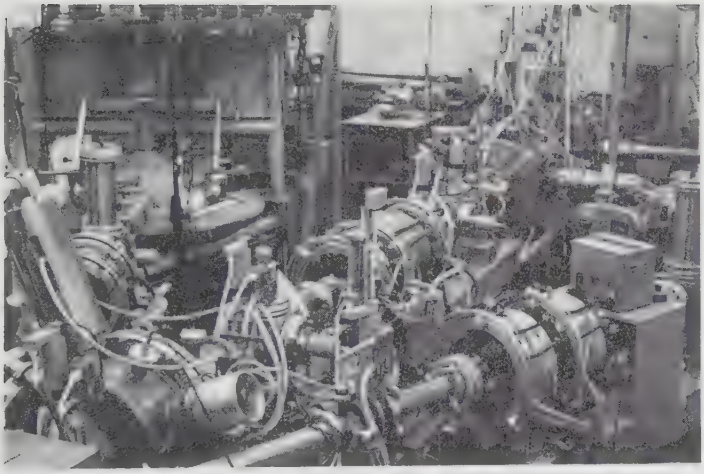


Abb. 6 - 2 Blick auf das mittlere Strahlrohr mit Buncher, Triplett, Diagnosebox und den beiden Nachbeschleunigersektionen Dreifachspirale und Splitring

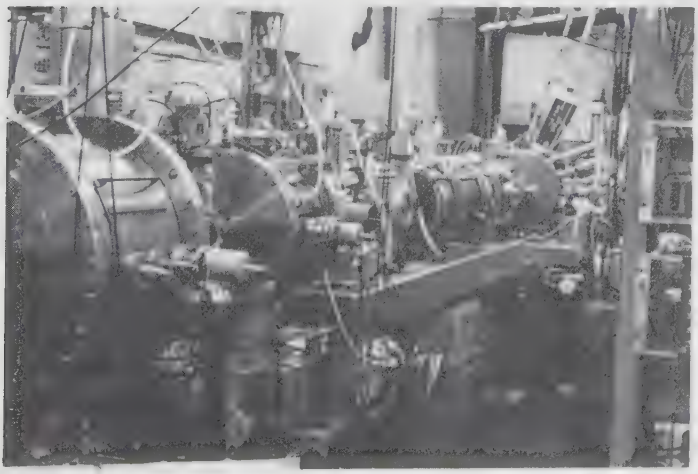


Abb. 6 - 3 Nachbeschleunigersektionen Splitring und Dreifachspirale; im Hintergrund der Einfachspiralbuncher

7. Erste Messungen mit Teilchenstrahl vom Van de Graaff

Die ersten Messungen dienten der Überprüfung der Designwerte der Nachbeschleunigerresonatoren. Außerdem sollte ihr Betriebsverhalten sowie das der Sender und der Regelelektronik untersucht und getestet werden. Dabei kam es vornehmlich darauf an, Erfahrungen zu sammeln, um einen einwandfreien Betrieb des Beschleunigers für geplante Experimente zu gewährleisten.

Die Überprüfung des mit der Störkörpermethode bestimmten Shuntimpedanzwertes der Dreifachspirale von $\eta_{eff} = 45.7\ M\Omega/m$ ($\Delta U = 1$ MV bei 80 kW Senderleistung) wurde über die Energiemessung der nachbeschleunigten Teilchen vorgenommen. Die Teilchenenergie wurde dabei mit Hilfe des 90° Magneten hinter den Nachbeschleunigersektionen bestimmt. Für die Messungen wurden $^{4}_{2}He^{+}$ $^{4}_{2}He^{2+}$ und $^{14}_{7}N^{2+}$ $^{14}_{7}N^{5+}$ und $^{14}_{7}N^{6+}$ mit einer Energie von 1 MeV/N durch Variation der Terminalspannung des Van de Graaff angeboten.

Die Energieeichung des Magneten wurde über die vom Van de Graaff beschleunigten Teilchen vorgenommen. In den Strahlengang konnten an verschiedenen Stellen Auffänger (Shutter) eingefahren werden, mit deren Hilfe einmal der Strahl justiert und der Strahlstrom an den entsprechenden Positionen gemessen werden konnte (Abb. 7 - 1). Diese ersten Messungen erfolgten ohne Buncherbetrieb.

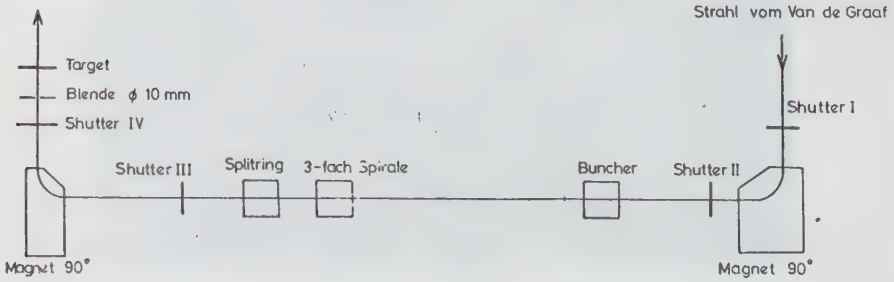


Abb. 7 - 1 Schematische Darstellung der Strahlführung mit Diagnoseeinrichtungen

Für $^{4}_{2}He^{+}$ konnte mit einer Beschleunigungsspannung von ΔU = 0.5 MV bei 20 kW (25% ED) Senderleistung ein Strahlstrom von 30 nA nachgewiesen werden. Bei einer Senderleistung von 80 kW (25% ED) betrug der Strom auf Shutter IV nur noch ~20 nA (Strommaximum), wobei eine Nachbeschleunigungsspannung von ΔU = 1 MV erreicht wurde. Der geringere Strahlstrom zeigt, daß die Akzeptanz des Nachbeschleunigersystems mit nur einer Quadrupoldupletlinse nach den Hochfrequenzresonatoren sehr klein ist, so daß durch die Defokussierung bei höheren Leistungen (dies zeigt sich auch später beim Betrieb mit beiden Resonatoren) ein Teil des Strahles verloren geht. Durch den Einbau eines Quadrupoldupletts zwischen die beiden Nachbeschleunigersektionen soll die Strahlintensität erhöht werden.

Die Ergebnisse der entsprechenden Messungen mit $^{4}_{2}He^{+}$, $^{4}_{2}He^{2+}$, $^{14}_{7}N^{2+}$, $^{14}_{7}N^{5+}$ und $^{14}_{7}N^{6+}$ sind in Tabelle 7-I zusammengestellt. Die Stickstoffionen $^{14}_{7}N^{5+}$ und $^{14}_{7}N^{6+}$ wurden durch einen Folienstripper vor dem ersten 90^{o} Magneten erzeugt. Der Ionenstrom wurde durch eine Blende (Ø = 10 mm) auf einem Target gemessen.

Mit diesen ersten Messungen konnten sofort die erwarteten Beschleunigungsspannungen erreicht werden. Der Betrieb des Dreifachspiralresonators erwies sich dabei als völlig problemlos. Selbst nach dem Ausfall der Regelelektronik für den Tauchkolben konnte er über die Vorlaufregelung und die Tauchkolbensteuerung "per Hand" ohne große Schwierigkeiten betrieben werden.

Teilchenart	Van de Graaff $U_{Beschl.}$ [MV]	Teilchenenergie [MeV/N]	Stripper	Teilchenstrom Shutter II	Dreifachspirale P [kW]	Dreifachspirale $U_{Beschl.}$ [MV]	Dreifachspirale Einschaltdauer [%]	Teilchenströme [nA] Shutter III	Teilchenströme [nA] Teilchenenergie [MeV/N]	Teilchenströme [nA] nach 90°-Magnet Shutter IV	Blende	Target
$^4_2He^+$	4	1.0	-	600	-	-	-	500	1.0	480		
"	4	1.0	-	600	20	0.5	25 %	500	1.125	30		
"	4	1.0	-	600	80	1.0	25 %	500	1.25	20		
$^4_2He^{2+}$	2	1.0	-	60	-	-	-	35	1.0	35		
"	2	1.0	-	60	80	1.0	25 %	35	1.5	2		
"	2	1.0	-	110	-	-	-	80	1.0	30		
"	2	1.0	-	110	80	1.0	25 %	80	1.5	1.2		
"	2	1.0	-	110	80	1.0	50 %	80	1.5	2.4		
$^{14}_7N^{2+}$	6	0.86	$^{14}_7N^{5+}$	300	-	-	-	200	0.86	160	90	50
"	6	0.86	"	300	20	0.5	25 %	200	1.04	10	8	2
"	6	0.86	"	300	20	0.5	50 %	140	1.04	12	12	3.6
"	6	0.86	$^{14}_7N^{6+}$	400	-	-	-	240	0.86	180		
"	6	0.86	"	400	20	0.5	25 %	160	1.07	4.5		

Tabelle 7 - I Erste Messungen mit der Dreifachspirale am Teilchenstrahl des 7 MV-Van de Graaff im Institut für Kernphysik
(Die Energie der Teilchen wurde mit dem 90°-Magneten hinter Shutter III bestimmt)

Mit Hilfe einer neu entwickelten Streukammer, die der Erprobung einer neuen Methode zur Energiemessung schwerer Ionen dient [25], sollten erste Spektren beschleunigter Ionen aufgenommen werden. Die Kammer wurde direkt hinter den Nachbeschleunigersektionen aufgebaut. Die Messungen wurden von Fr. Blümner mit der in Abb. 7 - 2 gezeigten Messkammer durchgeführt. Als Energiemeßmethode wurde dabei die sonst in der Materialanalyse verwendete ERD (Elastic Recoil Detection) - Methode benutzt. In Abwandlung wurde hier jedoch nur mit dünnen Folien gearbeitet, deren Wasserhaut als Protonentarget diente. Aus den gemessenen Energien der vorwärtsgestoßenen Protonen läßt sich so auf die Energie der Projektile zurückrechnen. Die Eichung erfolgte mit dem Strahl des 7 MV Van de Graaff, wobei vorausgesetzt wurde, daß die Energie eindeutig bestimmt war und keine Abweichungen von den tabellierten Werten vorlag. Zunächst wurden $^{4}_{2}He^{+}$-Ionen (1 MeV/N) mit der Dreifachspirale nachbeschleunigt und das Energiespektrum mit Hilfe einer Kohlenstoffolie gemessen. Abb. 7 - 3 zeigt das Spektrum bei einer Senderleistung von 20 kW bei 25% Tastverhältnis. Der hohe Peak in der Mitte, er entspricht dem Eichpeak bei 4 MV Terminalspannung, repräsentiert die unbeschleunigten Ionen; der zu niedrigen Kanalzahlen hin verschobene kleine Peak die gebremsten und symmetrisch auf der Seite höherer Energie die beschleunigten Teilchen.

Die Erhöhung des Tastverhältnisses auf 98% bei 20 kW Senderleistung führte zum Spektrum in Abb. 7 - 4, bei dem der mittlere Peak (Abb. 7 - 3) nahezu verschwunden ist. Die Messdauer betrug jeweils ca. 1 Stunde bei einem Targetstrom von 250 nA.

Die zu erwartende noch geringere Zählrate beim Einsatz beider Resonatoren aufgrund der mangelnden Fokussierung in der Zeit des Aufbaues führte besonders bei schweren und höher geladenen Ionensorten zu einer sehr langen Akkumu-

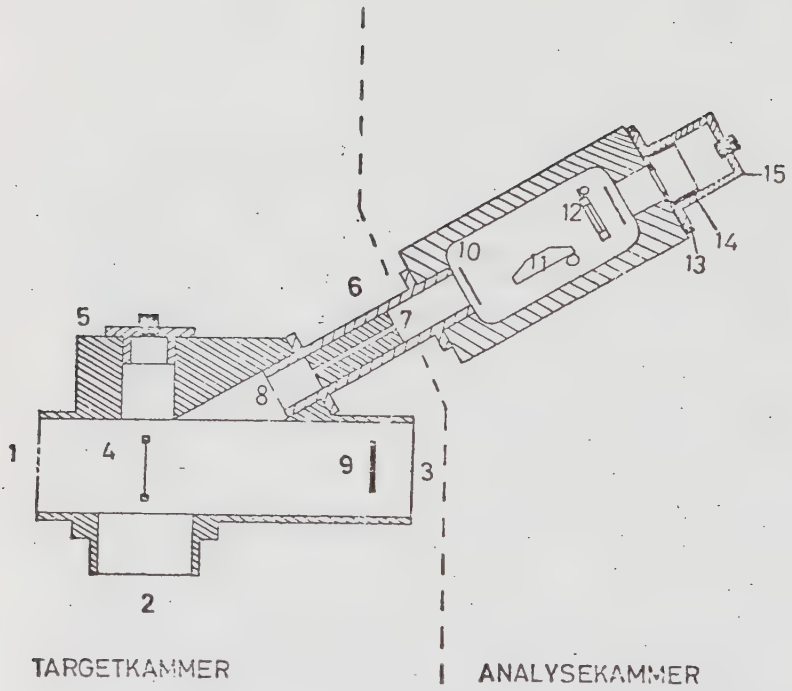


Abb. 7 - 2 Streukammer [25]

1,2,3 mögliche Strahleintrittsrichtungen
4 Target
5 Ansatz für Analysekammer
6 Verbindungsrohrstück
7 Bleizylinder
8 Lochblende
9 Tantal-Scheibe
10 Schlitzblende
11 α-Quelle (drehbar)
12 Absorberfolie (drehbar)
13 Isolierung für
14,15 Detektorhalterung

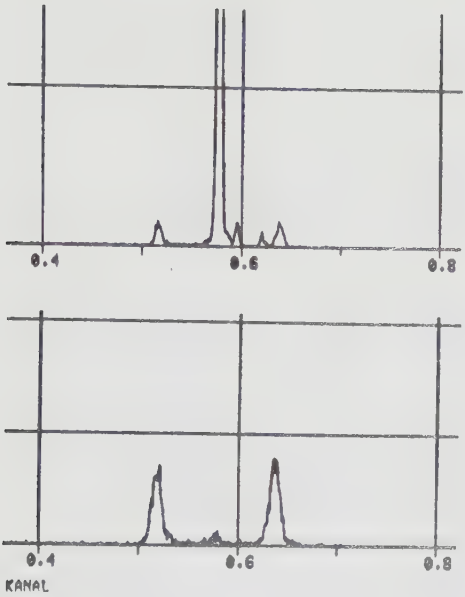


Abb. 7 - 3 Spektren gestreuter $^{4}_{2}He^{+}$-Ionen (1MeV/N vom Van de Graaff), mit der Dreifachspirale nachbeschleunigt

lationszeit für ein Spektrum. Bei den folgenden Messungen kam es jedoch im wesentlichen darauf an, die Änderung des Spektrums bei unterschiedlichen Phasenbeziehungen zwischen den beiden Nachbeschleunigersektionen zu erfassen. Deshalb wurde das Spektrum gestreuter Projektile betrachtet, denn ihr Wirkungsquerschnitt liegt um einige Größenordnungen höher als der gestoßener Targetprotonen. Dabei mußte auf quantitative Genauigkeit bei der Bestimmung der Energie der nachbeschleunigten Ionen zugunsten eines qualitativen Ergebnisses verzichtet werden. Es wurden Gold-Folien anstelle der Kohlenstoff-Folien verwendet. Auf diese Weise ließ sich jede Veränderung der Einstellung des Nachbeschleunigers unmittelbar am Vielkanalanalysator mitverfolgen, insbesondere jede Phasenverschiebung zwischen den beiden Resonatoren.

Für die Messungen wurden 100 µg/cm² bzw. 20 µg/cm² Au-Folien benutzt. Zunächst wurden Spektren beim Betrieb der einzelnen Resonatoren und dann bei gemeinsamem Einsatz aufgenommen.

Im folgenden sind einige Spektren zusammengestellt. Abb. 7 - 5 zeigt ein Spektrum beschleunigter 4 MV $^{4}_{2}He^{+}$-Ionen mit der Dreifachspirale. Die Senderleistung betrug 60 kW.

Abb. 7 - 6 zeigt Spektren für unterschiedliche Phasenbeziehungen zwischen Dreifachspirale und Splitring bei Senderleistungen von 20 kW. Die Phasenänderung betrug jeweils 90^{o}.

Zum Schluß wurden Energiemessungen und Strahlintensitätsmessungen bei zusätzlichem Bunchereinsatz durchgeführt. Für gestrippte Neon-Ionen konnte der Strahlstrom mit Hilfe des Bunchers verdoppelt werden.

Die mit der Störkörpermethode ermittelten charakteristischen Beschleunigerwerte konnten durch die Experimente am Strahl bestätigt werden. Die Dreifachspirale zeichnete sich durch hohe Betriebssicherheit bei hohen Leistungspegeln aus. Selbst bei 80 kW (25% ED) ließ sich der Resonator ohne Regelung problemlos betreiben. Im Dauertest zeigten sich keinerlei thermische Probleme.

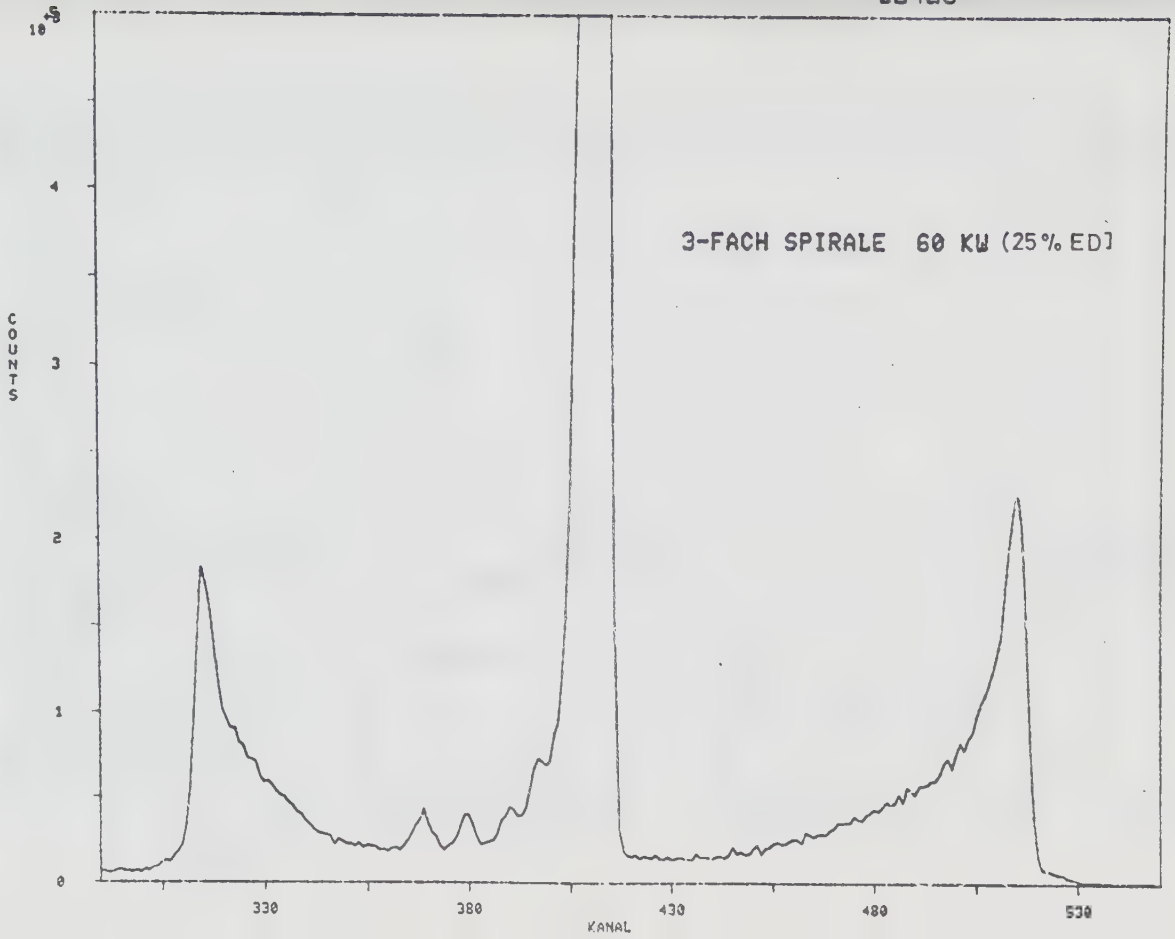


Abb. 7 - 5 Spektrum von beschleunigten $^{4}He^{+}$ Ionen

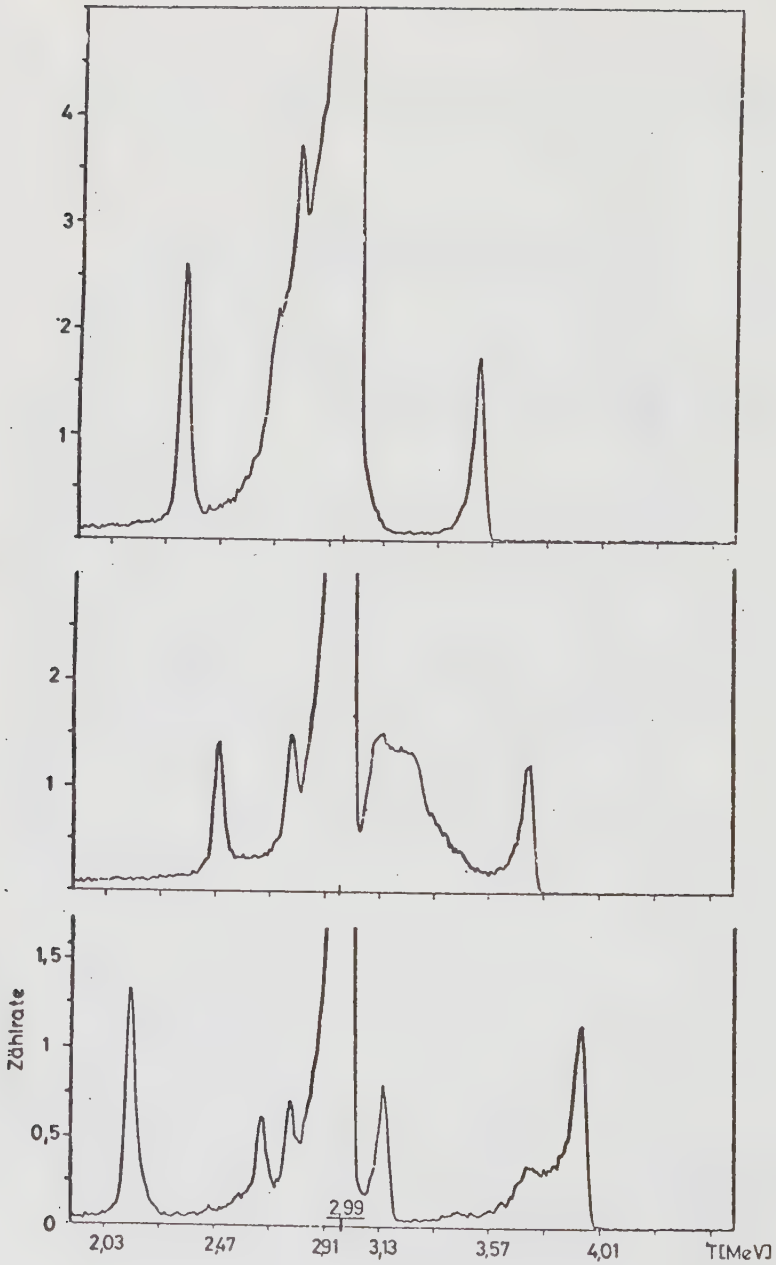


Abb. 7 - 6 Spektren von beschleunigten $^{4}_{2}He^{+}$-Ionen mit beiden Nachbeschleunigerresonatoren. Die Phase zwischen den Resonatoren wurde dabei um jeweils 90° geändert.

8. Aufbau eines Resonators mit sieben gekoppelten Spiralen

Zur Beschleunigung nur einer Teilchensorte mit vorgegebener Energie ist die Flexibilität einer Nachbeschleunigerstruktur unerheblich. Um eine hohe beschleunigende Feldstärke bei möglichst ökonomischer Leistungsausnutzung zu erzielen, läßt sich ein solcher Beschleuniger als Vielgapstruktur mit relativ kleiner Geschwindigkeitsakzeptanz realisieren.

Bei geeigneter Konstruktion kann die Struktur durch Anpassen des Geschwindigkeitsprofils auf die jeweils gewünschte Teilchenenergie eingestellt werden.

Für die Nachbeschleunigung von $^{14}_{7}N^{++}$ bzw. $^{20}_{10}Ne^{3+}$ ($U_{Term.}$ = 6 MV) sollte eine effektive Vielgapstruktur (sieben gekoppelte Spiralen) konzipiert und aufgebaut werden.

Die Spiralstruktur ist besonders gut geeignet, da sie sich bei vorgegebenem Geschwindigkeitsprofil und Tankabmessungen problemlos durch variieren der Spiralrohrlängen auf die Betriebsfrequenz des Senders einstellen läßt.

Als Außenleitermaterial für den Resonator wurde SF-Kupfer gewählt. Mit einem Durchmesser von Ø = 500 mm und einer Länge von L = 640 mm ist die Sektion noch relativ kompakt. Als Vorbild für den Aufbau mit sieben gekoppelten Spiralen diente die Nachbeschleunigerstruktur (Dreifachspirale). Die Spiralen sind gegensinnig angeordnet und auf eine gemeinsame Platte gelötet. Die Spiralrohre (Querschnitt 15 x 15 mm) wurden mit einer Lehre gebogen. Der Rechteckquerschnitt wurde aus Stabilitätsgründen gewählt, da das Rohr mit einer 10-er Innenbohrung für das Kühlwasser über genügend große Wandstärke verfügt. Die Kanten des Rohres wurden abgerundet, um Feldüberhöhungen zu vermeiden. Der Außenleiter unterscheidet sich von den bisher getesteten Resonatoren dadurch, daß die sonst abnehmbaren Stirnflansche fest

angelötet sind. Dies hat den Vorteil, daß der Übergangswiderstand zwischen äußerer Spirale und Blende minimal wird.

Viel entscheidender ist jedoch, daß die Sektion bei anfallenden Wartungsarbeiten im Strahlrohrsystem eingebaut bleiben kann (z.B. kein nachträgliches Justieren). Der Tank kann von oben über die gesamte Länge geöffnet werden. In dem aufgesetzten Deckel sitzt der wassergekühlte Tauchkolben, der als Platte ausgebildet ist. Ein defekter Tauchkolben kann so in kürzester Zeit, z.B. durch Aufsetzen eines neuen Deckels, ausgetauscht werden.

In gleicher Weise lassen sich die auf einer gemeinsamen Platte sitzenden Spiralen gegen andere mit entsprechendem Geschwindigkeitsprofil auswechseln, um den Resonator an die gewünschte Teilchenenergie anzupassen. Den geforderten Enddruck zu erreichen, dürfte den größten Teil der Ausfallzeit in Anspruch nehmen. Eine ähnliche Energieanpassung ist z.B. bei der IH-Struktur (SCHWEIN) möglich (Kap. 1). Aufgrund der damit verbundenen Frequenzänderungen wird jedoch ein "durchstimmbarer" Sender benötigt. Die Spiralstruktur hingegen erlaubt die Geschwindigkeitsanpassung bei fester Betriebsfrequenz (variable Spiralrohrlängen). Dies ist ein großer Vorteil im Hinblick auf die hohen Senderkosten.

Wie bei den schon beschriebenen Resonatoren sind die Blendendriftröhren eingeschraubt und können gekühlt werden. Die Hochfrequenzeinkopplung erfolgt mit einer drehbaren wassergekühlten Schleife in der Nähe des Fußes der mittleren Spirale.

Die ersten Messungen bei niedrigen Pegeln wurden mit zunächst gleich langen Spiralen durchgeführt. Abb. 8 - 1 zeigt die E_z^2-Verteilung auf der Strahlachse in π-Mode. Die Resonanzfrequenz betrug 94.20 MHz. Man sieht deutlich die "sinusförmige" Verteilung über die gesamte Tank-

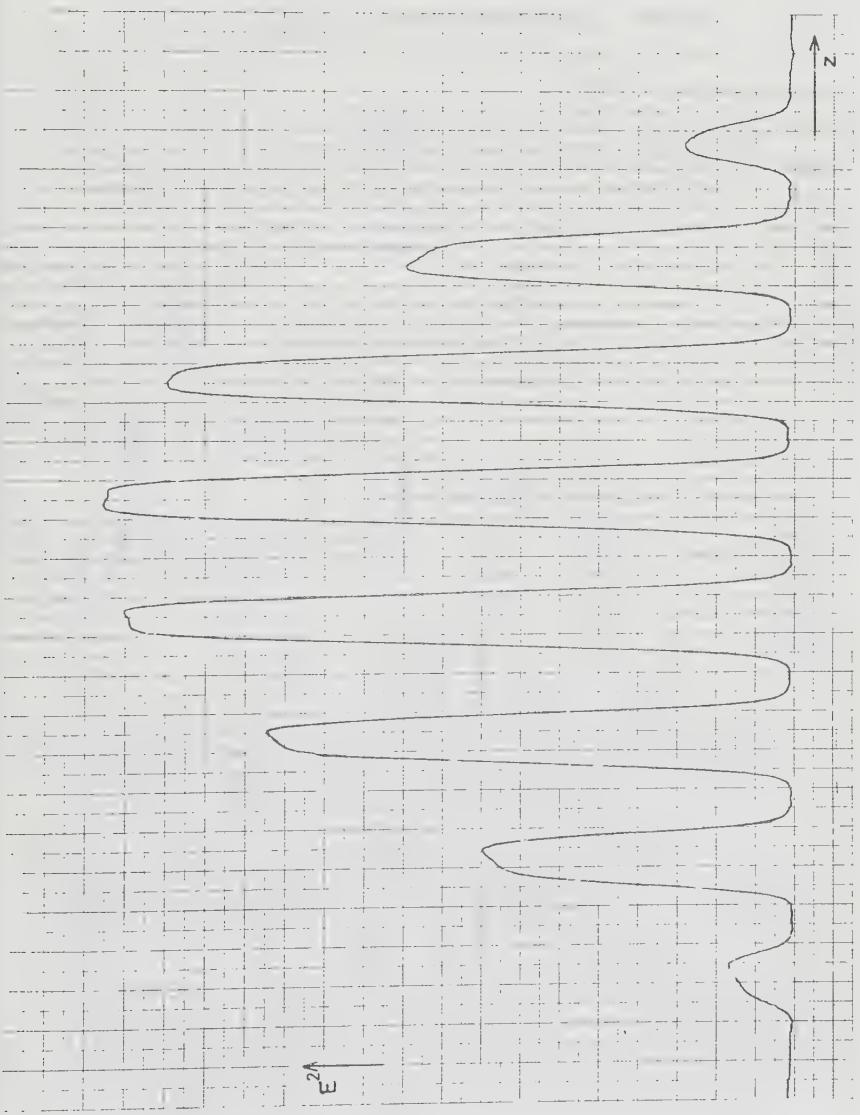


Abb. 8 - 1 E_z^2-Verteilung auf der Strahlachse der Siebenfachspirale (identische Spiralen)

länge. Um eine gleichmäßige Feldverteilung zu erhalten, wurden die fünf inneren Spiralen (gleiche Länge) entsprechend gekürzt.

Die elektrischen Größen für die E_z-Verteilung (Abb. 8 - 2) und die Maße des Resonators sind in Tabelle 8-I zusammengefaßt.

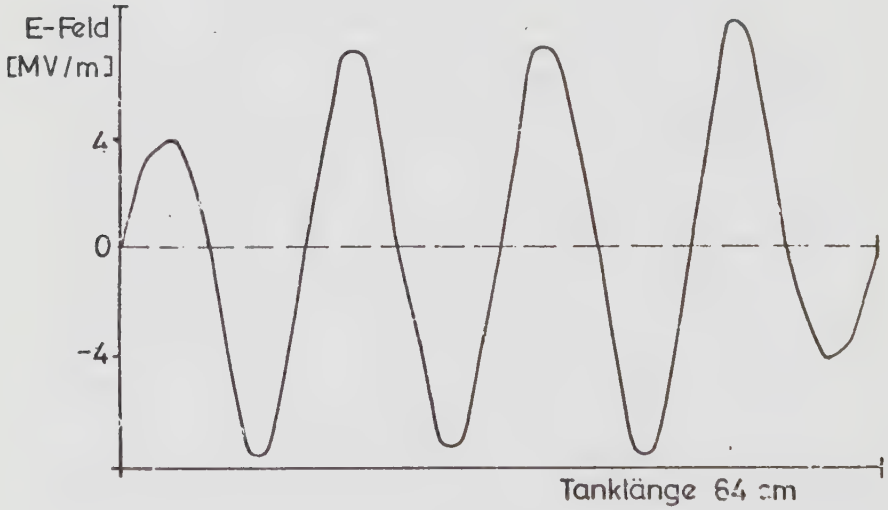


Abb. 8 - 2 E_z-Verteilung auf der Strahlachse der Siebenfachspirale nach dem Kürzen der inneren fünf Spiralen.

In Abb. 8 - 3 ist der Transittimefaktor in Abhängigkeit von der Eingangsphase der Teilchen relativ zum Hochfrequenzfeld im ersten Gap der Siebenfachspirale aufgetragen. Abb. 8 - 4 zeigt die RP_{eff}-Werte als Funktion der Teilchenenergie.

Tabelle 8-I Geometrische und elektrische Daten der Siebenfachspirale

Tank:	Durchmesser $\emptyset$ = 500 mm Länge L = 640 mm (innen)
Spiralen:	20 x 20 mm Rohrquerschnitt, Kanten mit Radius versehen, offene Form, gebogen.
Spiralendriftröhren:	l = 40 mm $\emptyset_a$ = 35 mm $\emptyset_i$ = 20 mm
Blendendriftröhren:	l = 55 mm $\emptyset_a$ = 35 mm $\emptyset_i$ = 20 mm
Resonanzfrequenz:	f_{res} = 108.5 MHz
Güte:	Q = 6050
	η_o = 83.7 MΩ/m η_{eff} = 61.2 MΩ/m (N = 80 kW) RP_o = 53.5 MΩ RP_{eff} = 39.1 MΩ N_{soll}(1.7 MV) = 80 kW

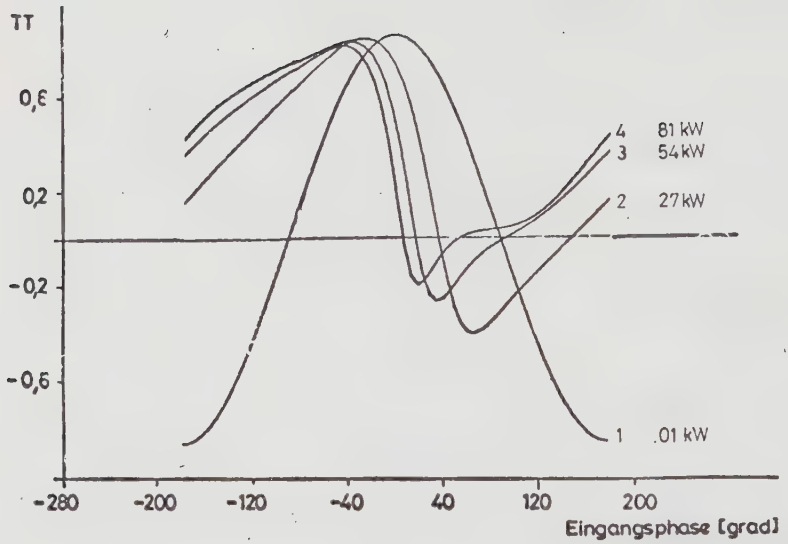


Abb. 8 - 3 Transittimefaktor in Abhängigkeit von der Eingangsphase der Teilchen relativ zum Hochfrequenzfeld im ersten Beschleunigungsspalt der Siebenfachspirale

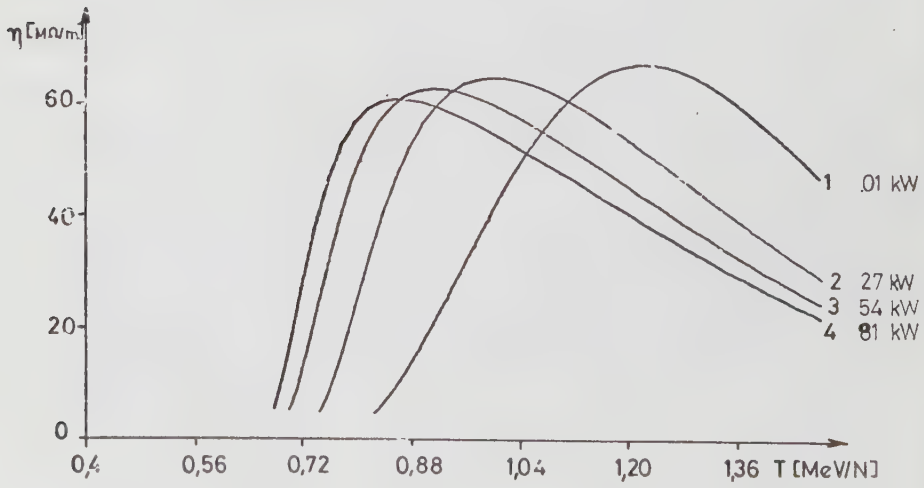


Abb. 8 - 4 Shuntimpedanz als Funktion der Teilchenenergie

Die Shuntimpedanz von η_{eff} = 61.2 MΩ/m ist sehr hoch, so daß bei einer Senderleistung von N = 80 kW eine Resonatorspannung von U = 1.7 MV erreicht wird. Dies ist ein sehr hoher Wert der Shuntimpedanz im Vergleich z.B. mit der Alvarezstruktur, wie sie im zweiten Beschleunigungsabschnitt des UNILAC der GSI eingesetzt wird. Allerdings sind beim Alvarez die zur Fokussierung des Teilchenstrahls notwendigen Quadrupolmagnete im Innern der Driftröhren untergebracht. Dies ist bei den kleineren Abmessungen der Spiraldriftröhren nicht möglich. Der Durchmesser der Spiralstruktur ist um einen Faktor 4 kleiner und wegen der starken Kopplung und der niedrigen Güte sind die Toleranzen deutlich größer.

Die hier vorgestellte Siebenfachspirale (Abb. 8 - 5) zeigt die Aufbaumöglichkeit eines sehr effektiven und kompakten Nachbeschleunigerresonators, der außerdem durch geeignete Konstruktion ein Auswechseln des Innenleiters (Spiralen auf gemeinsamer Platte) ermöglicht und somit, bei fester Resonanzfrequenz, an die jeweilige Teilchenenergie angepaßt werden kann.

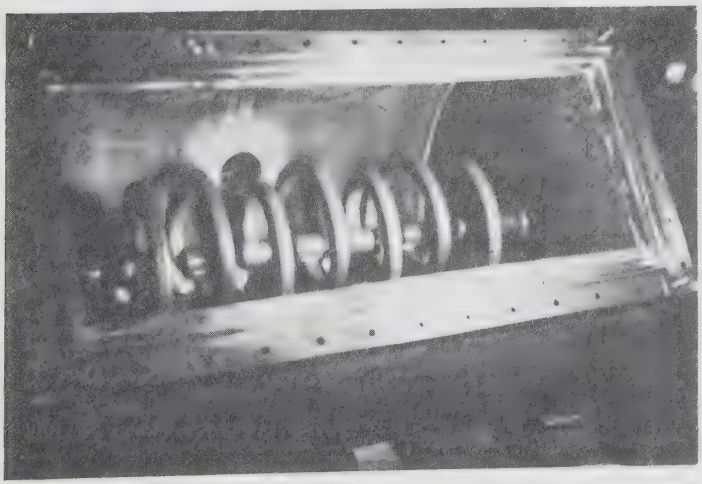


Abb. 8 - 5 Siebenfachspiralresonator

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Entwicklung von Beschleunigerresonatoren mit einzelnen und mit mehreren gekoppelten Spiralen. Hauptziel war der Aufbau einer Nachbeschleunigersektion mit drei gekoppelten Spiralen für das Nachbeschleunigerprojekt im Institut für Kernphysik. Außerdem wurden Einfachspiralen als Buncher- bzw. Rebunchercavitäten sowohl für das Nachbeschleunigerprojekt als auch für den UNILAC der GSI aufgebaut. Die Resonatoren sollten bei stabilem Betriebsverhalten eine möglichst hohe Effektivität besitzen.

Nach kurzer Darstellung des Prinzips eines Einfachspiralresonators werden dessen Eigenschaften mit Hilfe einer Leitungstheorie beschrieben, da diese sich sehr gut eignet, die Shuntimpedanz, als wichtige charakteristische Größe für Beschleuniger, zu bestimmen.

Die elektromagnetische Kopplung, die bei der Anordnung mehrerer Spiralen in einem Resonator zur Frequenzaufspaltung führt, wird mit Schwingkreisketten beschrieben. Dabei ist es möglich sowohl die kapazitive als auch die induktive Kopplung im Modell zu berücksichtigen.

Die Betrachtung richtungssymmetrischer Vierpole aus Parallelresonanzkreisen, die über Serienkreise koppeln, führt zu guter Übereinstimmung mit durchgeführten Untersuchungen auf Meßsenderniveau. Dabei zeigt sich, daß die induktive Kopplungsänderung bei Variation des Spiralenabstandes klein ist im Vergleich zur kapazitiven durch Änderung des Driftröhrenabstandes. Dies bedeutet, daß die Kopplung bei den ausschließlich in π-Mode betriebenen Beschleunigerspiralen im wesentlichen durch die Kapazitäten zwischen den Driftröhren beeinflußt wird. Die Kopplung, die bei den Mehrfachspiralen sehr groß ist, erhöht die Toleranzen beim Aufbau der Resonatoren.

Die experimentellen Untersuchungen an den Spiralstrukturen wurden sowohl auf Meßsenderniveau als auch bei hohen Leistungspegeln (~ 100 kW) durchgeführt.

Bei den Einfachspiralresonatoren wurde der Einfluß der geometrischen Parameter (z.B. Übergang vom Spiralrohr zur Driftröhre bei archimedischen Spiralen, Spiralrohrquerschnitt, Windungsabstand) auf die Effektivität bzw. das Betriebsverhalten untersucht. Die Messungen zeigen, daß die Form des Übergangs von Spiralrohr zur Driftröhre keinen nennenswerten Einfluß auf die Effektivität hat und somit bei der Konstruktion unkritisch ist. Bezüglich der Spiralrohrquerschnittsform wiesen Spiralen mit kreisförmigen Querschnitt höhere Shuntimpedanzwerte (~ 5%) auf als Spiralen mit rechteckigem Rohrquerschnitt.

Statische Frequenzverschiebung und mechanische Schwingungen bei Testresonatoren im Hochleistungsbetrieb [7] gaben Anlaß zu Überlegungen, die Spiralen mit großem Windungsabstand zu bauen, um den ponderomotorischen Kräften zwischen den Windungen entgegenzuwirken. Diese sogenannten "offenen" Spiralen bestehen aus zwei Kreisbögen (2R und R); im Mittelpunkt des größeren sitzt die Driftröhre. Auf diese Weise kann die Spiralfußhöhe bei gegebenem Außenleiterradius von vornherein festgelegt werden. Das ist ein Vorteil gegenüber der archimedischen Spirale, bei der jede Längenänderung zur Frequenzabstimmung eine Längenänderung des Fußes zur Folge hat. Ein Nachteil der offenen Spiralform ist die Einbuße an Effektivität. Beim Vergleich archimedischer und offener Einfachspiralresonatoren mit gleichen Parametern ergaben sich Unterschiede im RP-Wert bis zu 35%. Es wird im einzelnen von den Anforderungen an die Effektivität bzw. Stabilität abhängen, für welche Form man sich entscheidet. Außerdem bestimmen Resonatorabmessungen und Betriebsfrequenz Länge und Form der Spirale. Wegen beschränkter Platzverhältnisse mußten z.B. für das

Institut für Kernphysik bzw. die GSI (Buncherspirale GSI-350) möglichst kleine Buncherresonatoren und deshalb archimedische Spiralen (Betriebsfrequenz f_{res} = 108.5 MHz) gewählt werden. Für die Rebuncherspirale (GSI-500) hingegen waren großzügigere Tankabmessungen möglich, so daß trotz offener Spiralform und praktisch doppelter Tanklänge trotzdem ein Shuntimpedanzwert von η_{eff} ~ 20 MΩ/m erreicht werden konnte. Der RP-Wert erhöhte sich dabei gegenüber dem der Buncherspirale GSI-350 (RP_{eff} = 3.9 MΩ) auf RP_{eff} = 7.1 MΩ, so daß sich für die geforderte Resonatorspannung von ΔU = 0.5 MV die Senderleistung von N = 64 kW (GSI-350) auf N = 35 kW reduziert.

Die drei auf ihren jeweiligen Einsatz abgestimmten Bunchereinfachspiralresonatoren zeigten ein ausgezeichnetes stabiles Betriebsverhalten nach sehr kurzer Konditionierungszeit (~ 2-3 Stunden). Auch die Einstellung kleinerer Leistungspegel war möglich, ohne daß Multipactoring auftrat. Für die beiden GSI-Buncherresonatoren, die für hohe Leistungen ausgelegt wurden, konnte die statische Frequenzverschiebung auf $-\Delta f_{stat}$ < 0.1 kHz/kW abgeschätzt werden. Die Spiralen ließen sich auch bei hohen Leistungen nicht zu Schwingungen anregen. Mit der Buncherspirale im Institut für Kernphysik wurden bereits erste Messungen im Strahlbetrieb durchgeführt. Einer der beiden Buncherresonatoren (GSI-350) für den Stripperbereich des UNILAC und der Rebuncher (GSI-500) hinter dem ersten Alvarezresonator sind bereits eingebaut und laufen ohne Beanstandungen im Routinebetrieb.

Für den geplanten Einsatz einer Beschleunigungsstruktur mit drei gekoppelten Spiralen wurden zunächst Untersuchungen auf Meßsenderniveau durchgeführt. Dabei wurden vor allem der Einfluß der Orientierung der Spiralen auf die Effektivität und die Möglichkeit einer gleichmäßigen Strombelastung bzw. der Frequenz-

abstimmung der Struktur studiert. Die gegensinnige Anordnung ergab sowohl bei der archimedischen als auch bei der offenen Form die größten Shuntimpedanzwerte. Dabei waren die charakteristischen Größen der offenen Spiralen nur noch ~ 15% niedriger als die der archimedischen.

Die gleichmäßige Strombelastung der Spiralen und das damit verbundene "flatte" Beschleunigungsfeld wurde am besten durch die Wahl unterschiedlicher Spiralrohrlängen erreicht, wobei die mittlere Spirale ca. 10% kürzer als die beiden äußeren Spiralen ist. Dabei besitzen die offenen Spiralen den Vorteil, daß sie für eine gleichmäßige Feldverteilung größere Toleranzen bezüglich der Spiralrohrlängenverhältnisse aufweisen als archimedische Spiralen.

Aufgrund der relativ großen Kopplung $\gamma \sim 0.3$ sind die Felder sehr stark zwischen den Spiralen konzentriert. Der Tauchkolben zur Frequenzabstimmung mußte deshalb als Platte ausgebildet werden, um einen Frequenzhub von ± 1 MHz zu erreichen.

Die auf Meßsenderniveau bestimmte Shuntimpedanz der Nachbeschleunigersektion mit drei gekoppelten Spiralen von η_{eff} = 45.7 MΩ/m und die daraus resultierende Beschleunigungsspannung ΔU = 1 MV (80 kW) konnten im Strahlbetrieb bestätigt werden. Dabei verhielt sich der Resonator äußerst stabil. Selbst ohne Regelung konnte er mühelos über die Tauchkolbensteuerung "per Hand" bei 80 kW betrieben werden. Schwingungen ließen sich nicht anregen.
Nach diesen erfolgreichen Tests mit der Dreifachspirale wurde ein Resonator mit sieben gekoppelten Spiralen aufgebaut. Die Shuntimpedanz erhöhte sich gegenüber der Dreifachspirale (η_o = 54 MΩ/m) auf η_o = 83.7 MΩ/m. Mit der Siebenfachspirale läßt sich bei einer effektiven Shuntimpedanz von η_{eff} = 61.2 MΩ/m eine Beschleunigungsspannung von ΔU = 1.7 MV bei 80 kW Senderleistung erreichen. Die Einschränkung der Flexibilität macht sich

allerdings bei dieser Spiralenzahl schon stark bemerkbar. Der Energiebereich, in dem die Teilchen noch mit 80% der maximalen Spannung beschleunigt werden, beträgt noch ca. 0.3 MeV/N. Für die Dreifachspirale ist der Bereich mit $\Delta T \sim 0.9$ MeV/N deutlich größer.

Um die Flexibilität der Struktur zu erhöhen, wurde der Resonator so konstruiert, daß durch Austauschen der auf einer gemeinsamen Platte befestigten Spiralen das Geschwindigkeitsprofil auf die jeweilige Teilchenenergie eingestellt werden kann. Die austauschbaren Spiralstruktureinsätze lassen sich in ihrer Frequenz so abstimmen, daß der Resonator für alle Energiebereiche bei einer festen Resonanzfrequenz betrieben werden kann.

Die Siebenfachspirale zeigt die Realisierungsmöglichkeit eines Resonators mit relativ kleinen Abmessungen (L = 640 mm, Ø = 500 mm) und sehr hoher Effektivität.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, wie die Resonatoren mit einzelnen und gekoppelten Spiralen für die verschiedenen Anwendungen dimensioniert werden müssen. Die Ergebnisse zeigen, daß mit der Spiralstruktur effektive und stabile kompakte Nachbeschleunigerresonatoren aufgebaut werden können, die sich im Betrieb ausgezeichnet bewähren.

Herrn Prof. Dr. H. Klein danke ich, daß er diese Arbeit durch sein stetiges Interesse und viele wertvolle Ratschläge gefördert hat.

Ganz besonderen Dank schulde ich Herrn Dr. A. Schempp für seine große Unterstützung und zahlreiche klärende Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. P. Junior möchte ich für viele hilfreiche Anregungen, besonders die Theorie der gekoppelten Spiralen betreffend, recht herzlich danken.

Den Herren Dipl. Phys. T. Weis, J. Müller und E. Müller möchte ich für ihre Hilfe und viele Diskussionen danken.

Unserer Institutswerkstatt, ganz besonders den Herren H. Stöcker, G. Hausen, H. Bahr und J. Braun, danke ich für die gewissenhafte Ausführung der in Auftrag gegebenen Arbeiten, vor allem für die Anfertigung der Hochleistungsresonatoren, von denen der Siebenfachspiralresonator besonders viel Geduld und bei den Lötarbeiten viel Schweiß gekostet hat.

Den Herren K. Meinel, R. Baumgarten und K. Schneider vom Institut für Kernphysik möchte ich für die gute Zusammenarbeit und die große Hilfe beim Aufbau und Testbetrieb des Nachbeschleunigers danken.

Für die sorgfältige Ausfertigung der Zeichnungen möchte ich Frau H. Spalek und für ihre Mithilfe im Zusammenhang mit den Auswertungen der Meßergebnisse Frau M. Köhler und T. Harji recht herzlich danken.

Die Rechnungen wurden im Hochschulrechenzentrum der Universität durchgeführt.

Literaturverzeichnis

1 H. Klein, H. Herminghaus, P. Junior, J. Klabunde

TALIX - A Combination of a Helix Linac and a Tandem as a CW Heavy Ion Accelerator
Nucl. Instr. Meth., Vol. 97 No. 1, 1971

2 R.W. Müller

Das UNILAC-Projekt
GSI-Bericht 72-9
Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

3 H. Klein

Die Beschleunigung schwerer Ionen mit der Wendelstruktur
Habilitationsschrift, Universität Frankfurt am Main, 1968

4 A. Schempp, H. Klein

Optimization of Half-Wavelength Helices
Vol. 136 No. 1, 1976, S. 29-30

5 G.J. Dick, K.W. Shepard

A Spiral Loaded Low-β Accelerating Structure
Applied Physics Letters, Vol 24, 1974

6 D.D. Armstrong et al.

Experimental Study of Spiral Resonators for Acceleration of Low Velocity Ions
LA-UR 74-211 und Part. Acc., Vol.6 No. 3, 1975, S. 175-182

7 W. Rohrbach

Untersuchungen an Spiralresonatoren
Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main, 1976

8 A. Schempp, W. Rohrbach, H. Klein

Measurements on Spiral Loaded Cavities at High Field Levels
Nucl. Instr. & Meth. 140, 1977

9 J.G. Cramer

University of Washington, Seattle
Private Mitteilung

10 N. Merz

Messungen der elektromagnetischen Felder in Wendelresonatoren mit der Störkörpermethode
Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main, 1972

11 P.J. Bendt, A. Sierk, T.A. Tombrello

Field Distributions in a Spiral Resonator
Nucl. Instr. Meth., Vol. 126 No. 3, 1975, S. 341-348

12 A. Schempp, H. Klein

Properties of Spiral Loaded Cavities
Nucl. Instr. Meth., Vol. 135 No. 1, 1976, S. 409-414

13 P.Z. Peebles, C.M. Jones, M. Paravandeh

Shunt Impedance of Spiral Loaded Resonant RF Cavities
Part. Acc., Vol. 6 No. 4, 1975, S. 201-209

14 O. Siart

Berechnungen von Stromverteilungen auf vereinfachten wendelförmigen Wellenleitern zur Bestimmung der elektrischen Verluste bei Wendellinearbeschleunigern
Dissertation, Universität Frankfurt am Main, 1970

15 G. Lotterbach

Universität Frankfurt am Main, Dissertation in Vorb.

16 J. Müller

Untersuchungen an gekoppelten Spiralresonatoren
Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main, 1978

17 A. Schempp

Untersuchungen von HF-Eigenschaften realer Wendelstrukturen
Dissertation, Universität Frankfurt am Main, 1973

18 P. Junior

Gekoppelte Schwingkreise und ihre Moden
Int. Rep. 78-1, Universität Frankfurt am Main

19 H. Meinke, F. W. Gundlach

Taschenbuch der Hochfrequenztechnik
3. Auflage
Springer Verlag 1968

20 F. Vilbig

Lehrbuch der Hochfrequenztechnik
Band I, 5. Auflage
Akademische Verlagsgesellschaft Frankfurt/M., 1960

21 A. Schempp, H. Klein

Spiral Loaded Cavities for Heavy-Ion Acceleration
Presented at the "1976 Proton Linear Accelerator Conference" in Chalk River, Canada

22 D.D. Armstrong, P.J. Bendt, B.H. Erkkila, J.S. Lunsford, J.P. Shipley, R.H. Stokes, J. Sutton

Experimental Study of Spiral Resonators for Acceleration of Low Velocity Ions
Los Alamos Scientific Laboratory, University of California, Los Alamos, 1973

23 K. Bethge, H. Baumann, K. Meinel, H. Klein, P. Junior, A. Schempp, H. Deitinghoff

Upgrading of Single Stage Accelerators
4th. Conf. on Application of Small Accelerators, Denton, Texas, 1976

24 E. Müller

Universität Frankfurt am Main, Dissertation in Vorb.

25 S. Blümner

Erprobung einer neuen Methode zur Energiebestimmung bei schweren Ionen
Diplomarbeit, Universität Frankfurt am Main, 1981

L E B E N S L A U F

Am 25.8.1949	geboren in Massenheim (Kreis Friedberg); deutsche Staatsangehörigkeit
1956 - 1960	Besuch der Grundschule in Massenheim
1960 - 1966	Besuch der Realschule in Bad Vilbel
1966 - 1968	Besuch des Aufbaugymnasiums in Friedberg
1969	Beginn des Physikstudiums an der J.W. Goethe-Universität in Frankfurt/Main
1972	Diplom-Vorprüfung
1973	Beginn der Diplomarbeit im Institut für Angewandte Physik der Universität mit dem Thema "Untersuchungen an Spiralresonatoren"
1976	Diplom-Hauptprüfung
1977-1981	Wissenschaftlicher Angestellter im Institut für Angewandte Physik

Akademische Lehrer:

N. Adasch, M. Czerny, A. Doiwa, H. Dänzer, P. Fulde, W. Franz, W. Greiner, U. Gerhardt, K. Hainer, P. Junior, H. Klein, E. Köthe, R. Kulze, W. Martienssen, H. Müser, B. Mrowka, M. Reichert, F. Rauch, A. Schaarschmidt, E. Schopper.